Spektroskopie der Kerne ^{16}O und ^{16}N mit Hilfe deuteroneninduzierter Reaktionen an ^{15}N

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Klaus-Dieter Grabisch
aus Prag

- Januar 1972 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K.H. Lindenberger

2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. E. Finckh

Tag der mündlichen Prüfung: 10. 2. 72

Tag der Promotion:

Spektroskopie der Kerne ^{16}O und ^{16}N mit Hilfe deuteroneninduzierter Reaktionen an ^{15}N

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Klaus-Dieter Grabisch
aus Prag

- Januar 1972 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung 1

1 Einleitung 2

2 Experimente 9
2.1 Die Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ 9
2.1.1 Messung der Anregungsfunktionen 9
2.1.2 Messung der Winkelverteilungen 1o
2.2 Die Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ 13
2.2.1 Messung der Winkelverteilungen 13
2.2.2 Messungen zur Eichung des Flugzeitspektrometers 15

3 Auswertung der Experimente
Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte 16
3.1 Absolute Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ 17
3.2 Absolute Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ 2o
3.2.1 (d,n)-Übergänge zu gebundenen Endzuständen 2o
3.2.2 (d,n)-Übergänge zu ungebundenen Endzuständen 23

4 Experimentelle Ergebnisse
Die Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$, $^{15}N(d,p)^{16}N$ und $^{15}N(d,n)^{16}O$ 32

5 Analyse der experimentellen Ergebnisse 41
5.1 Direkte Reaktionsanteile - DWBA-Analyse 46
5.2 Compoundkern-Reaktionsanteile - Hauser-Feshbach-Analyse 51

6 Spektroskopische Ergebnisse 55

7 Diskussion 62

8 Literaturverzeichnis 66

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0002

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Reaktionsmechanismen der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ wurden Anregungsfunktionen ihrer differentiellen Wirkungsquerschnitte bei den Laborwinkeln 3o, 6o, 12o und 15o Grad im Bereich der Deuteroneneinschußenergien 4.25 - 6.25 MeV in Schritten von 5o keV absolut gemessen.

Die gemessenen Anregungsfunktionen verlaufen im Mittel, bis auf eine Ausnahme, innerhalb 2o % glatt. Sie lassen sich durch eine inkohärente Überlagerung eines direkten Reaktionsanteils (DWBA-Analyse) und eines Compoundkern-Reaktionsanteils (Hauser-Feshbach-Analyse) wiedergeben.

Auf der Grundlage der gemessenen Anregungsfunktionen wurden zur Spektroskopie der Kerne ^{16}O und ^{16}N Energie- und Winkelverteilungen der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$, $^{15}N(d,p)^{16}N$ und $^{15}N(d,n)^{16}O$ bei Deuteroneneinschußenergien von 5, 5.5 und 6 MeV absolut gemessen. Die geladenen Ejektile wurden mit Halbleiterteleskopen, die Neutronen mit der Flugzeitmethode spektroskopiert.

Unter Verwendung der aus der elastischen Deuteronenstreuung an ^{15}N gewonnenen optischen Potentiale wurden die direkten Anteile von (d,n)-Übergängen zu 13 Zuständen im ^{16}O und (d,p)-Übergängen zu den vier gebundenen Zuständen des ^{16}N mit der DWBA-Theorie analysiert und damit absolute spektroskopische Faktoren ermittelt.

Im Falle des ^{16}O spricht der Vergleich der bestimmten Ein-Teilchen-Stärken mit den Ergebnissen früherer Experimente und Schalenmodellrechnungen für die Notwendigkeit, die $(p^{-1}d3/2)$-Konfiguration in die theoretische Beschreibung der unteren T=0-Zustände negativer Parität einzuschließen. Die experimentellen Stärken der 1d5/2- und 2s1/2-Übergänge zu den vier niedrigsten T=1-Zuständen in ^{16}O und ^{16}N schöpfen im Gegensatz zu den Vorhersagen aller bisher existierenden Strukturmodelle der A=16-Kerne nur etwa 6o % der gesamten Ein-Teilchen-Stärken aus.

1 Einleitung

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Spektroskopie der Kerne ^{16}O und ^{16}N. Die Untersuchung der Reaktionsmechanismen der verwendeten Ein-Nukleon-Transferreaktionen wird als notwendige Voraussetzung für sinnvolle Spektroskopie angesehen.

Spektroskopie:

Der doppeltmagische Kern ^{16}O ist ein wichtiger Testfall für das Schalenmodell.
Im einfachen Schalenmodell sollten seine untersten angeregten Zustände durch Anheben eines Teilchens aus der abgeschlossenen 1p1/2-Schale in die 1d5/2, 2s1/2 oder 1d3/2-Schale entstehen. Genau diese Zustände werden in direktem Ein-Proton-Stripping an dem 1p1/2-Loch-Grundzustand von ^{15}N bevölkert. Die Richtigkeit des einfachen Schalenmodells, aber auch Abweichungen davon sind somit direkt im Strippingexperiment überprüfbar. Aus diesem Grunde sind die Protonentransferreaktionen (d,n) und (τ,d) am ^{15}N schon häufig untersucht worden.
Besonders aufschlußreich wäre eine über bisher vorliegende experimentelle Ergebnisse hinausgehende Untersuchung der Ein-Proton-Anregungen der T=1-Zustände in ^{16}O.
Während nämlich die T=0-Zustände dieses Kerns schon in Einteilchen-Einloch-Rechnungen (GVM[1], ORR[2,3]) relativ stark gemischt werden, bleiben seine T=1-Zustände selbst bei Einschluß großer Konfigurationsräume (ZBM[4]) in die Diagonalisierung fast reine Einteilchen-Einloch-Zustände.
Zu experimentellem Test dieser theoretischen Vorhersagen müssen jedoch Einteilchenstärken (spektroskopische Faktoren, siehe Abschnitt 5.1) der Protonentransferreaktionen zu ungebundenen Zuständen in ^{16}O ermittelt werden.

Diese spektroskopischen Größen sind vom Experiment und seiner Analyse her schwer zu bestimmen. Experimentell ist die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte schwierig, da die betrachteten Zustände des ^{16}O aufgrund ihrer natürlichen Zerfallsbreiten energetisch überlappen. Die Frage der Analyse der Winkelverteilungen dieser experimentell bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde gerade in letzter Zeit häufig untersucht[5]. Die Behandlung der resonanten Wellenfunktion des bei den betrachteten Strippingreaktionen zu ungebundenen Zuständen übertragenen Nukleons wurde bisher im Sinne einer praktischen Anwendung noch nicht befriedigend gelöst. In dieser Arbeit wurden daher Einteilchenstärken der (d,n)-Reaktion zu ungebundenen T=0 und T=1-Zuständen des ^{16}O mit Hilfe einer sehr einfachen Extrapolationsmethode[6] ermittelt.
Die bei den Protonentransferreaktionen zu den T=1-Zuständen des ^{16}O im Experiment und seiner Analyse auftretenden Probleme entfallen bei der Reaktion $^{15}N(d,p)$ zu den Urbildern dieser Zustände im ^{16}N. Bei reinem Isospin T sind die spektroskopischen Faktoren aus dem Ein-Proton-Transfer zu den in ^{16}O ungebundenen T=1-Analogzuständen und dem Ein-Neutron-Transfer zu ihren teilweise gebundenen T=1-Urbildzuständen in ^{16}N direkt vergleichbar. Im Hinblick auf diesen Vergleich wurde deshalb auch die Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ gemessen.

Abbildung 1 zeigt die Zustände der Kerne ^{16}O und ^{16}N, deren Anregung im vorliegenden Experiment mit Hilfe der Reaktionen $^{15}N(d,n)^{16}O$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ energetisch möglich war.

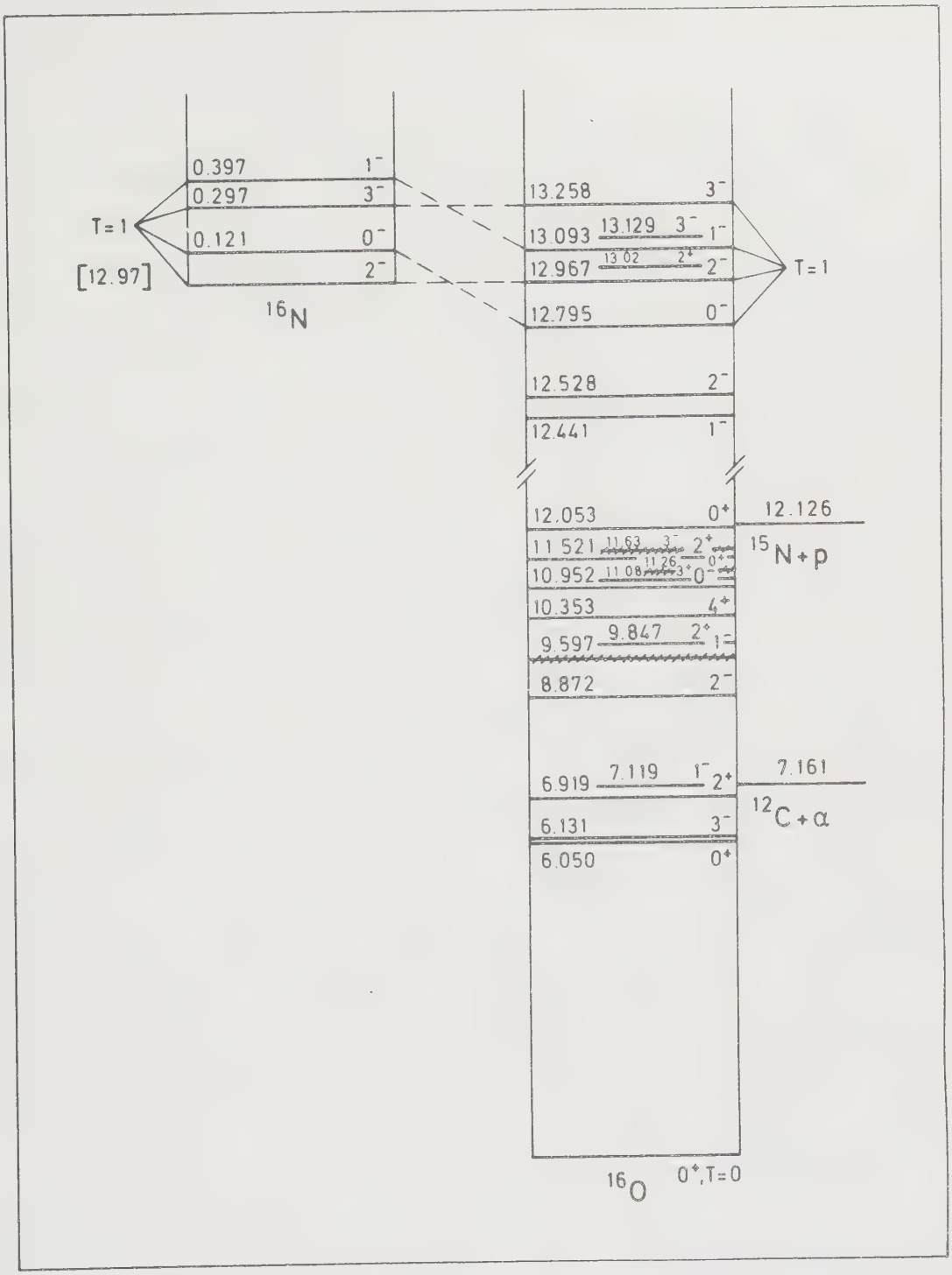


Abb.1: Anregungsenergien der isobaren Kerne ^{16}O und ^{16}N im untersuchten Energiebereich.
Das Niveauschema des ^{16}N ist um die Isobarenkorrektur[7] [12.97 MeV] relativ zu dem des ^{16}O verschoben. Zusammengehörige Urbild-Analogzustände sind gestrichelt verbunden.

Die einzigen gebundenen Zustände des ^{16}N sind vier T=1-Zustände von relativ einfacher Schalenmodellstruktur ($|p1/2^{-1}d5/2\rangle_{2^-,3^-}$ und $|p1/2^{-1}s1/2\rangle_{0^-,1^-}$). Sie entstehen durch Koppeln eines 1d5/2- oder 2s1/2-Neutrons an das 1p1/2-Loch im Grundzustand des Targetkerns ^{15}N. Beim Umwandeln dieses Neutrons in ein entsprechendes Proton entsteht aus diesen Urbildzuständen im ^{16}N ein Quartett von T=1-Analogzuständen im ^{16}O. Das Analogzustandsquartett ist relativ zum Urbildquartett um die Coulombenergie des entstandenen Protons minus Neutron-Proton-Massendifferenz energetisch verschoben und im Kontinuum des ^{16}O in ein Spektrum von T=0-Zuständen eingebettet (Abb.1).
Bei reinem Isospin dürften die Analogzustände nur protoneninstabil sein. Diese Bedingung erfüllt einzig der 0^--Zustand bei 12.795 MeV. Isospinverbotene Alphazerfälle der übrigen drei Mitglieder des Quartetts zu T=0-Zuständen des ^{12}C sind ein Maß für ihre Isospinreinheit bzw. für T=0-Verunreinigungen. Aufgrund des im Vergleich zum Protonenzerfall relativ großen Phasenraums kann der Alphazerfall der Analogzustände auch bei nur kleinen T=0-Verunreinigungen mit ihrem Protonenzerfall konkurrieren. Ein Vergleich von Protonen- und Gammazerfallsbreiten mit aus Alphastreuung am ^{12}C gewonnenen Alphazerfallsbreiten [8-10] ergibt T=0-Beimengungen von rund 5 % für den 2^--Zustand bei 12.967 MeV und etwa 15 % für die T=1-Zustände bei 13.093 MeV (1^-) und 13.258 MeV (3^-). In diesem Maße sind auch Abweichungen der spektroskopischen Faktoren $S_{(d,n)}$ und $S_{(d,p)}$ der untersuchten Analogzustände des ^{16}O und ihrer Urbildzustände im ^{16}N möglich.

Reaktionsmechanismen:

Will man spektroskopische Faktoren aus direkten Ein-Nukleon-Transferreaktionen zuverlässig ermitteln, ist entweder nachzuweisen, daß diese Reaktionen direkt verlaufen, oder es sind nichtdirekte Reaktionsanteile von den gemessenen Wirkungsquerschnitten korrekt abzutrennen.

Im allgemeinen können sich diese Wirkungsquerschnitte aus Beiträgen zusammensetzen, die von unterschiedlichen Reaktionsmechanismen herrühren. Eine Unterscheidung dieser Mechanismen ist durch Vergleich ihrer Reaktionszeiten möglich. Unterschiede in den Reaktionszeiten spiegeln sich aufgrund der Zeit-Energieunschärfe im Energieverhalten der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen wieder. Eine Messung der Anregungsfunktion differentieller Wirkungsquerschnitte einer Reaktion sollte daher Aufschluß über ihr zugrunde liegende Mechanismen liefern, sofern man sie analysieren kann.

Die beiden Mechanismen, die sich nach dieser Einteilung als Extreme gegenüberstehen, sind der Analyse zugänglich. Der schnelle "direkte" Mechanismus, hat Reaktionszeiten vergleichbar der Flugzeit des Projektils durch den Targetkern ($\sim 10^{-22}$ sec) und entsprechende Energieunschärfen von einigen MeV. Er bewirkt Reaktionsanteile, die langsam mit der Energie variieren. Der Compoundkernmechanismus, auf der anderen Seite, ist im Bereich leichter Kerne durch etwa 100 mal längere Zeiten, nämlich durch die mittleren Lebensdauern der dabei gebildeten Compoundkernzustände, und die dazugehörigen kleinen Energieunschärfen charakterisiert. Er erzeugt dementsprechend schnell fluktuierende Reaktionsanteile.

Nach Ericson[11] können die Anteile beider Reaktionsmechanismen prinzipiell interferieren. Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion, die allein von diesen Mechanismen beherrscht wird, hat daher die Form

$$\begin{aligned} \sigma &= \text{const.} \left\{ T_D^2 + T_{CN}^2 + 2T_D T_{CN}^* \right\} \\ &= \sigma_D + \sigma_{CN} + \text{const.}\ 2T_D T_{CN}^* \end{aligned} \qquad (1)$$

wobei T_D die Amplitude für den direkten Übergang, T_{CN} die des Compoundkernübergangs ist und die Konstante schwach mit der Energie variiert.

Der Einfluß des im Wirkungsquerschnitt auftretenden Interferenzterms $2T_D T_{CN}^*$ ist besonders deutlich an den Ergebnissen der Untersuchung deuteroneninduzierter Reaktionen an den Kernen ^{12}C und ^{16}O zu sehen[12,13]. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sowohl der elastischen Streuung als auch der gemessenen Transferreaktionen weisen Interferenzstrukturen auf, die bei Änderung der Einschußenergie um einige 1oo keV Variationen der Wirkungsquerschnitte bis zu einer Größenordnung bewirken.

Bei Mittelung über hinreichend viele Compoundkernresonanzen verschwindet der Interferenzterm und verläuft die gemessene Anregungsfunktion differentieller Wirkungsquerschnitte relativ glatt. Nur in diesem Falle ist eine einfache Zerlegung von Reaktionswirkungsquerschnitten in einen direkten Beitrag σ_D und einen Compoundkernanteil σ_{CN} möglich.

Bei Kenntnis der optischen Potentiäle für alle Reaktionskanäle läßt sich zunächst der Beitrag σ_{CN} mit Hilfe der Hauser-Feshbach Theorie berechnen (siehe Abschnitt 5.2) und damit vom Gesamtwirkungsquerschnitt abtrennen. Die folgende Analyse des verbleibenden direkten Reaktionsanteils σ_D mit der DWBA+)-Theorie ergibt die gewünschte spektroskopische Information (siehe Abschnitt 5.1). Zur Bestimmung der für diese Analyse besonders wichtigen optischen Potentiale des Eingangskanals der untersuchten Reaktionen $^{15}N(d,n)^{16}O$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ wurden Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der elastischen Deuteronstreuung an ^{15}N gemessen.

+) Distorted Wave Born Approximation

2 Experimente

Die Experimente wurden am pulsbaren 5.5 MV van de Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik im Hahn-Meitner-Institut Berlin durchgeführt. Die Energiespektren der geladenen Ejektile der untersuchten Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ wurden bei Gleichstrombetrieb des Beschleunigers mit dem vorhandenen Halbleiterteleskop-Spektrometer[14-16] gemessen. Die mittlere Energieauflösung betrug 35 keV. Bei gepulstem Betrieb des Beschleunigers wurden die Neutronen aus der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ mit dem Neutronen-Flugzeitspektrometer[17-19] des Sektors spektroskopiert. Die mittlere Zeitauflösung betrug 1.3 nsec.
Als Targetsubstanz wurde bei allen Messungen Melamin+) ($C_3H_6N_6$) mit einem ^{15}N-Anreicherungsgrad von 99 % verwendet.

2.1 Die Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$

2.1.1 Messung der Anregungsfunktionen

Bei fester Target-Detektoranordnung in der verwendeten Reaktionskammer[14,16] wurde die Deuteroneneinschußenergie im Bereich von 6.25 MeV bis 4.25 MeV schrittweise um 5o keV erniedrigt und die jeweiligen Energieverteilungen im Target erzeugter Protonen und gestreuter Deuteronen mit vier Halbleiterteleskopen gemessen.

Das Target bestand aus ^{15}N-Melamin auf einer mit Gold bedampften Kohlenstoffolie (72 $\mu g/cm^2$ Melamin, 38 $\mu g/cm^2$ Au, ~15 $\mu g/cm^2$ C). Die Form eines Melamin-Gold-Doppeltargets wurde im Hinblick auf die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte der betrachteten Reaktionen gewählt (siehe Abschnitt 3.1). Da Melamin leicht zersetzbar ist (Schmelzpunkt etwa 35o° C), wurde das Target nur mit mittleren Deuteronenströmen von 1o nA beschossen.

+) Isomet Corporation, New York, USA.

Eine Kontrollmessung bei E_d=5.8 MeV nach Aufnahme der Anregungsfunktion ergab innerhalb der experimentellen Genauigkeit keinerlei Targetveränderungen. Die verwendeten ΔE-E Halbleiterteleskope waren auf den Winkelstellungen 3o, 6o, 12o und 15o Grad relativ zur Strahlrichtung justiert.
Die Elektronik[+)] zur Verarbeitung der Detektorsignale sowie die Methode der angewandten Teilchenidentifikation zur Trennung der Deuteronen- und Protonenimpulsspektren wurde bereits ausführlich beschrieben[15)].
Die den vier Teleskopen zugeordneten Deuteronen und Protonenenergiespektren wurden in jeweils 1o24 Kanälen zweier Vielkanalanalysatoren[++)] registriert. Das Energiespektrum des Monitorhalbleiterdetektors (am Boden der Reaktionskammer unter 45 Grad relativ zur Strahlrichtung montiert) wurde zur Bestimmung der Totzeit der Analysatoren verwendet[15)]. Die relativen Raumwinkel der vier Teleskope sowie der Nullpunkt der Winkelskala des Spektrometers wurden nach bewährter Methode[16)] bestimmt. Hierzu wurde eine Winkelverteilung der elastischen Deuteronstreuung an den Kernen einer Goldfolie bei E_d=6.25 MeV im Winkelbereich von 3o bis 9o Grad in Schritten von 15 Grad gemessen.

2.1.2 Messung der Winkelverteilungen

Bei festen Deuteroneneinschußenergien von 5, 5.5 und 6 MeV wurden die Winkelstellungen zweier Halbleiterteleskope im Bereich von 1o bis 17o Grad in Schritten von 5 Grad variiert. Die unter 35 Grad bei 6 MeV Einschußenergie gemessenen Energiespektren der Deuteronen und Protonen sind in Abbildung 2 zu sehen.

+) Alle Geräte wurden in der Abteilung Elektronik des HMI entwickelt und gebaut.

++) LABEN 4o96.

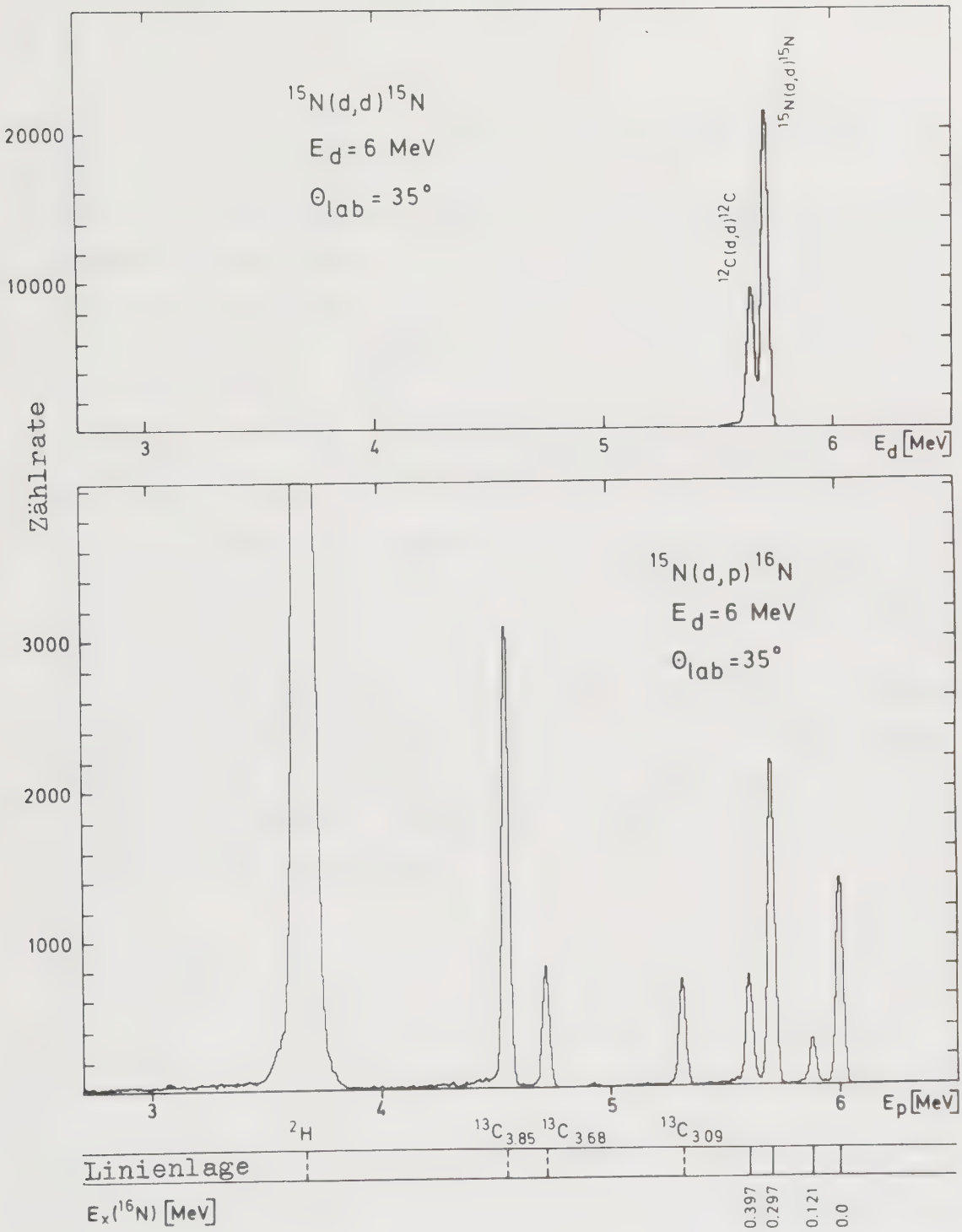


Abb.2: Energiespektren der Deuteronen und Protonen aus Beschuß eines ^{15}N-Melamin($C_3H_6N_6$)-Targets mit 6 MeV-Deuteronen. Die berechneten Linienlagen beruhen auf bekannten Anregungsenergien[7] der Endkerne möglicher Reaktionen.

Das Target bestand aus 12o $\mu g/cm^2$ Melamin auf einer Kohlenstoffolie von 15 $\mu g/cm^2$.
Die Protonenlinien aus den zu untersuchenden (d,p)-Übergängen zu den ersten vier Zuständen des ^{16}N sind energetisch gut getrennt; die Winkelverteilung ihrer Intensitäten läßt sich einfach durch Aufsummieren der zugehörigen Kanalinhalte bestimmen.
Dagegen überlappen die Energieverteilungen der elastisch an den Kernen ^{15}N und ^{12}C gestreuten Deuteronen teilweise, bei Winkeln unter 3o Grad sogar nahezu vollständig. Für eine nachträgliche Zerlegung der Summenverteilung in ihre beiden Bestandteile wurde die Reaktion $^{12}C(d,d)^{12}C$ in diesem Winkelbereich und zum relativen Anschluß der Spektren auch im Bereich von 55 bis 75 Grad gemessen.
Bei allen beschriebenen Messungen registrierte ein Monitordetektor unter festem Winkel etwaige Veränderungen des Targets. Der Raumwinkelanschluß der Teleskope und die Nullpunktbestimmung der Winkelskala wurden, wie unter 2.1.1 beschrieben, ausgeführt.

2.2 Die Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$

Die experimentelle Anordnung zur vorliegenden Messung war bis auf unwesentliche Änderungen der verwendeten Flugzeitapparatur mit der einer früheren Messung[18] identisch und ist dort ausführlich beschrieben. Das Meßprogramm umfaßte neben der eigentlichen Bestimmung der Winkelverteilungen von Neutronen aus der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ verschiedene Messungen zum Eichen des Flugzeitspektrometers.

2.2.1 Messung der Winkelverteilungen

Bei festen Einschußenergien von 5, 5.5 und 6 MeV und mittleren Strömen von 2 μA wurden ^{15}N-Melamintargets mit zeitlich auf etwa 1 nsec komprimierten Deuteronenstrahlimpulsen beschossen. Die Dicke der verwendeten Targets betrug 186 $\mu g/cm^2$ (E_d=5 MeV) und 218 $\mu g/cm^2$ (E_d=5.5 und 6 MeV); als Targetunterlage wurde o.3 mm dickes Wolframblech verwendet. Die Flugzeitspektren im Target entstandener Neutronen wurden mit Hilfe von sechs Neutronendetektoren[+] bei einem Target-Detektor-Abstand von 7.5o m gemessen.
Zur Aufnahme der Winkelverteilungen der Spektren wurden die Winkelstellungen der Detektoren im Bereich von o bis 15o Grad variiert. Bei diesen Messungen registrierte ein weiterer Detektor auf festem Platze als Monitordetektor etwaige Veränderungen des Targets.
Ein typisches Neutronenflugzeitspektrum aus Beschuß des ^{15}N-Melamins mit 6 MeV-Deuteronen zeigt die Abbildung 3.

[+] Organische NE213-Flüssigkeitsszintillatoren (4"ϕ) mit XP1o4o-Photomultipliern.

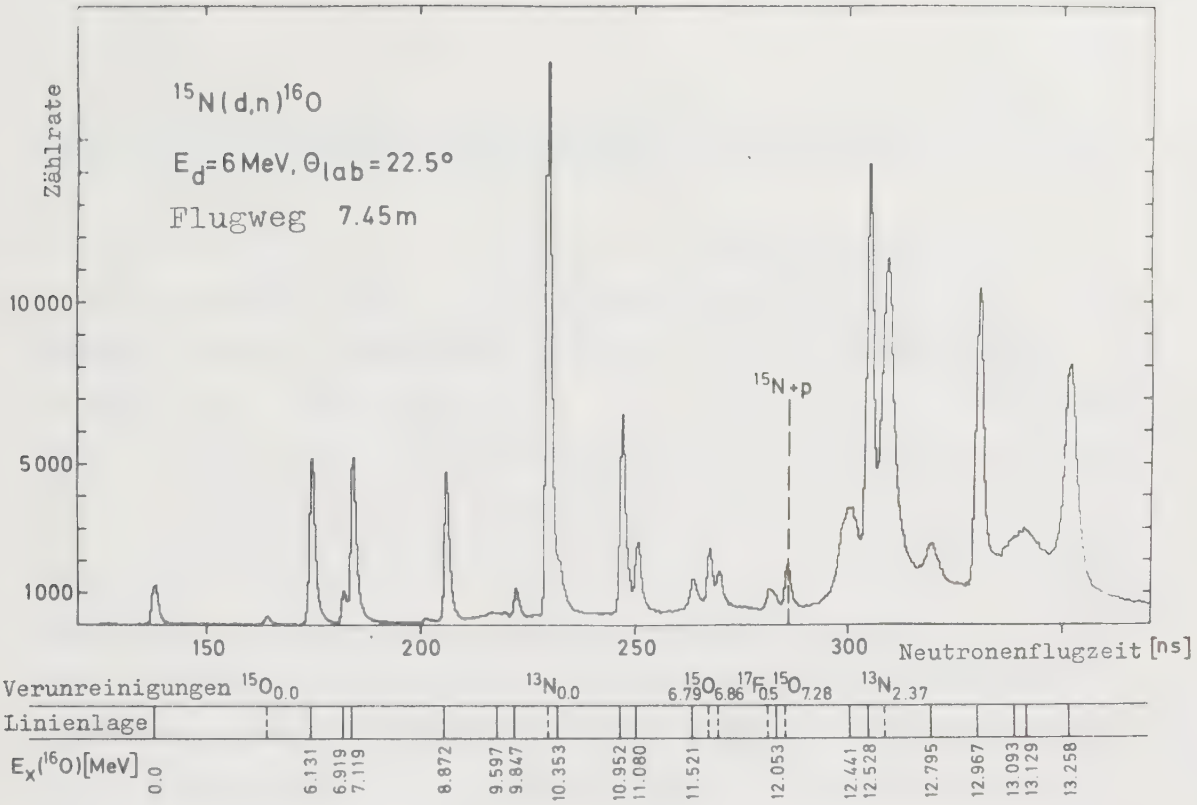


Abb.3: Flugzeitspektrum der Neutronen vom Beschuß des ^{15}N-Melamintargets mit 6 MeV-Deuteronen. Den berechneten Linienlagen liegen die bekannten Anregungsenergien[7] E_x der Zustände zugrunde. Auf dem Target gesammelte Ladung: 1o mCb.

Die Neutronenlinien aus (d,n)-Übergängen zu gebundenen Zuständen des Kerns ^{16}O sind größtenteils aufgelöst. Dagegen überlappen sie im Flugzeitbereich oberhalb der markierten Protonenzerfallsschwelle ^{15}N + p. Die Auswertung der Intensitäten der (d,n)-Übergänge zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O wird dadurch erschwert. Zudem fällt der (d,n)-Übergang zum 2.37 MeV Zustand des ^{13}N aus der Reaktion $^{12}C(d,n)^{13}N$ am Kohlenstoff der Targetsubstanz Melamin in den betrachteten Flugzeitbereich.
Als notwendige Voraussetzung für ein Entfalten dieser Neutronenverteilung zur Gewinnung einzelner Linieninhalte wurden die Energieverteilungen der Reaktion $^{12}C(d,n)^{13}N$ parallel zu den Energie- und Winkelverteilungen der Reaktionen an Melamin aufgenommen.

2.2.2 Messungen zur Eichung des Flugzeitspektrometers

Zur Zeiteichung des verwendeten Neutronen-Flugzeitspektrometers wurden die Flugzeitspektren der Neutronen aus der Reaktion $^{9}Be(d,n)^{10}B$ aufgenommen. Die Energien der Endzustände im ^{10}B und damit die Energie und Flugzeit der zugehörigen Neutronen sind hinreichend genau bekannt[20]. Zur Nullpunktbestimmung der Winkelskala des Spektrometers wurde eine Teilwinkelverteilung derselben Reaktion im Winkelbereich - 22.5 bis + 22.5 Grad gemessen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte einiger Übergänge der Reaktion $^{9}Be(d,n)^{10}B$ variieren im gemessenen Winkelbereich relativ stark, sodaß man aus der 0^{o}-Symmetrie der entsprechenden Winkelverteilungen den Nullpunkt auf $\pm$ 1 Grad bestimmen kann.
Zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte müssen sowohl die Szintillatordicken der verwendeten Neutrodendetektoren als auch die Nachweisschwellen jeder Einzeldetektoranordnung bekannt sein.
Zur Messung der Nachweisschwellen wurde die "Methode des dicken Targets" [21,22] angewandt. Die Reaktion Ni(d,n)Cu lieferte bei Verwendung eines Nickelblechs ($\sim$ o.5 mm Dicke) als Target hierfür geeignete Neutronenflugzeitspektren.

Auf festem Winkel (25 Grad) wurden mit einem Detektor geeichter Szintillatordicke (1.27 cm) und den sechs Winkeldetektoren Energiespektren der Reaktion $^{9}Be(d,n)^{10}B$ gemessen. Mit den ermittelten Nachweisschwellen erhält man aus dem Vergleich der Spektren von Eichdetektor und Winkeldetektoren die gesuchten absoluten Szintillatordicken.

3 Auswertung der Experimente
Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte

Für den Inhalt einer Linie des beim Laborwinkel Ψ gemessenen Spektrums der Ejektile einer Kernreaktion gilt:

$$I(\Psi) = \varepsilon N \left(\frac{T N_L}{A}\right) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Psi) d\Omega_{lab} \,. \qquad (2)$$

Dabei ist:

ε Detektoransprechwahrscheinlichkeit ($o<\varepsilon\leq 1$),

N Anzahl der auf das Target geschossenen Projektile,

T Targetdicke in $[g/cm^2]$,

N_L Loschmidtzahl $[Mol^{-1}]$,

A Molekulargewicht der Targetsubstanz [g/Mol]
Zahl der Targetkerne im Molekül der Targetsubstanz,

$\left(\frac{T N_L}{A}\right)$ Anzahl der Kerne pro cm^2,

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Psi)$ differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion in $[cm^2/sr]$ $\qquad (1b=1o^{-24}cm^2)$,

$d\Omega_{lab}$ Laborraumwinkel des Detektors in [sr] .

Nach Ersetzen des Laborraumwinkels durch den Raumwinkel des Detektors im Schwerpunktsystem erhält man für den absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Psi) \left(\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{c.m.}}\right) = \frac{I(\Psi) A}{\varepsilon N T N_L d\Omega_{lab}} \left(\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{c.m.}}\right) \,. \qquad (3)$$

Dabei ist Θ der zum Laborwinkel Ψ gehörige Winkel im Schwerpunktsystem.

3.1 Absolute Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$

Zur Gewinnung absoluter differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktionen nach Gleichung (3) waren die Meßgrößen $I(\Psi)$, T, N und $d\Omega_{lab}$ zu bestimmen ($\varepsilon=1$ für Halbleiterdetektoren).
Der Linieninhalt $I(\Psi)$ wurde durch Aufsummieren der zur Linie gehörigen Kanalinhalte, Abziehen des aus der Nachbarschaft bestimmten Untergrunds und Korrektur auf die Änderungen der Monitorzählrate und die Totzeit der verwendeten Vielkanal-Analysatoren ermittelt. Statistische Fehler und mittlere Fehler der Untergrundsubtraktion bestimmen den mittleren Absolutfehler dieser Größe. Die Targetdicke T der Melaminschicht wurde durch Differenzwägung der Kohlenstoffolie vor und nach ihrem Bedampfen im Hochvakuum mit Melamin mit Hilfe einer Mikrogrammwaage[+)] auf $\pm$ 2 % bestimmt.
Eine direkte Bestimmung der Anzahl N während einer Messung auf das Target geschossener Deuteronen durch Integration ihres Stromes zur Gesamtladung Q und deren Angabe in Einheiten der Elementarladung ist wegen der verwendeten Ströme von nur 2 bis 2o nA zu ungenau. Desgleichen läßt sich der Laborwinkel $d\Omega_{lab}$ der Detektoren wegen der schwierigen Geometriebestimmung für die verwendeten Blenden zwischen Detektor und Target nur schwer festlegen.

Bei Verwendung eines Melamin-Gold-Doppeltargets und gleichzeitiger Messung der betrachteten Reaktionen am ^{15}N des Melamins sowie der elastischen Deuteronstreuung am Gold des Targets läßt sich jedoch das Produkt $Nd\Omega_{lab}$ der gesuchten Größen nach Gleichung (2) allein mit den Ergebnissen der Messung am Gold bestimmen.

+) Mettler, Zürich.

Dazu wurde die Dicke T der Goldschicht mit einem Fehler von ± 2 % bestimmt, die Linieninhalte I(Ψ) der Reaktion $^{197}Au(d,d)^{197}Au$ ermittelt und ihr Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Psi)$ unter der Voraussetzung reiner Rutherfordstreuung in folgender Form[23] berechnet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Psi)=1.296\left(\frac{Z_1Z_2}{E_{lab}}\right)^2\left\{\csc^4\left[\frac{1}{2}(\Psi-\Psi_o)\right]-2\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2+-\cdots\right\}[mb/sr] \quad (4)$$

Hierin ist:

Z_1, M_1 Ladung und Masse des Projektils,

Z_2, M_2 Ladung und Masse des Targetkerns,

E_{lab} Projektilenergie im Laborsystem,

Ψ_o experimentell bedingte Nullpunktverschiebung der Winkelskala.

Die Darstellung im Laborsystem wurde gewählt, um die Umrechnung ins Schwerpunktsystem zu sparen. Im vorliegenden Falle ist der Term $2\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2 \simeq 4\cdot10^{-4}$ gegenüber der Größe $\csc^4\left[\frac{1}{2}(\Psi-\Psi_o)\right] \geq 1$ zu vernachlässigen.
Zum Test der Voraussetzung reiner Coulombstreuung wurde die Gültigkeit der Beziehung

$$\left(\frac{I(\Psi)}{I\ Monitor}\right)\csc^{-4}\left[\frac{1}{2}(\Psi-\Psi_o)\right] = const. \quad (5)$$

als Funktion des Laborwinkels $(\Psi-\Psi_o)$ für die Reaktion Au(d,d)Au bei der größten verwendeten Deuteroneneinschußenergie 6.25 MeV geprüft. Abbildung 4 zeigt neben der Geometrie der Meßanordnung die Gültigkeit der Gleichung (5) für den betrachteten Winkelbereich der vier Teleskope. Das Verhältnis je zweier Konstanten entspricht dem Verhältnis der Raumwinkel zugehöriger Teleskope. Es genügt daher, das Produkt $Nd\Omega_{lab}$ für ein Teleskop absolut zu bestimmen.

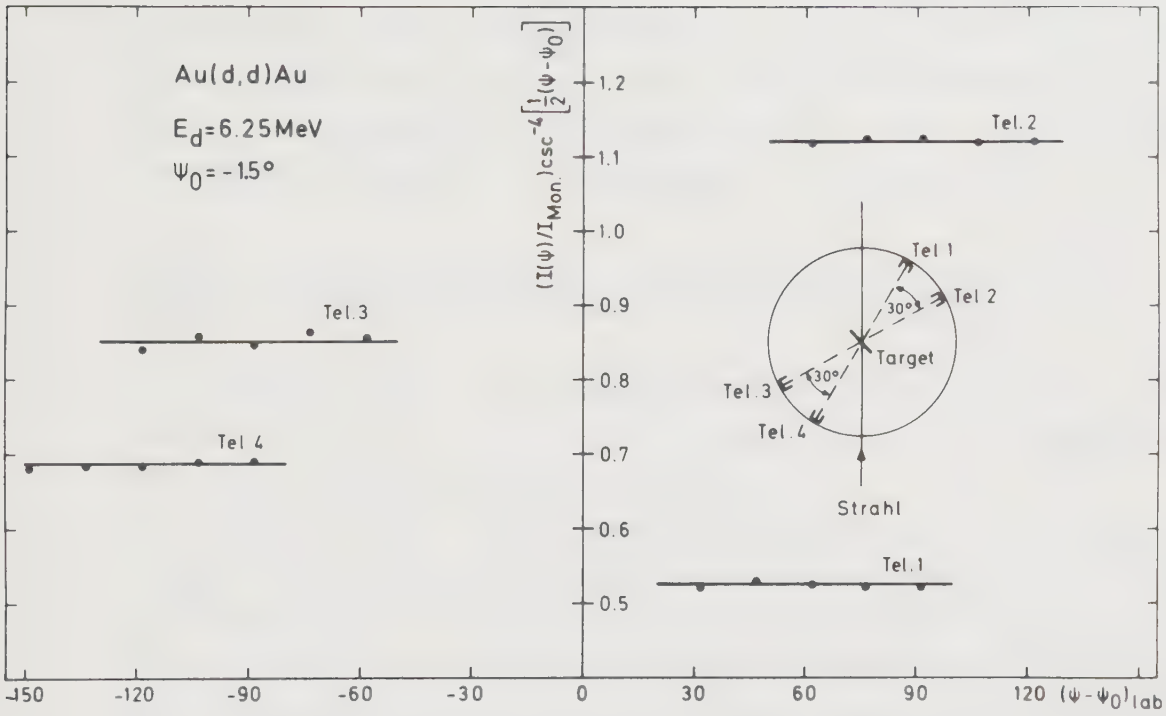


Abb.4: Demonstration des Rutherfordverhaltens der elastischen Streuung von 6.25 MeV-Deuteronen an Gold und zugehörige Geometrie der Messung. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Der Fehler der ermittelten Nullpunktverschiebung der Winkelskala $\Psi_o=(-1.5 \pm 0.1)$ Grad bestimmt nach Gleichung (4) die Genauigkeit des Rutherfordwirkungsquerschnitts, der neben dem Linieninhalt $I(\Psi)$ der Reaktion Au(d,d)Au und der Dicke T der Goldschicht des Melamin-Gold-Doppeltargets zur Berechnung des gesuchten Produkts $N d\Omega_{lab}$ in Gleichung (2) eingeht.

Eine zusammenfassende Fehlerdiskussion ergab eine Genauigkeit von $\pm$ 10 % für die Absolutskala der Anregungsfunktionen und $\pm$ 7 % für die Absolutskala der Winkelverteilungen der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$. Diese Werte wurden durch quadratische Addition der Einzelfehler erhalten.

3.2 Absolute Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$

Bei dieser Reaktion rühren die größten Unsicherheiten der absoluten Wirkungsquerschnitte von der Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren und, bei (d,n)-Übergängen zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O, von der Ermittlung der Linieninhalte $I(\Psi)$ her.

3.2.1 (d,n)-Übergänge zu gebundenen Endzuständen

Die Inhalte $I(\Psi)$ der Linien von (d,n)-Übergängen zu gebundenen Zuständen des ^{16}O wurden wie unter 3.1 beschrieben aus den Flugzeitspektren extrahiert.
Die Targetdicke T der Melamintargets wurde unter Verwendung einer Schwingquarzschichtdicken-Meßeinheit[+)] beim Aufdampfprozeß im Hochvakuum und zusätzlich durch Differenzwägung der Wolframunterlage vor und nach dem Bedampfen mit Melamin mittels einer Mikrogrammwaage[++)] auf $\pm$ 3 % genau bestimmt. Die Zahl N der während einer Winkelmessung auf das Target geschossenen Deuteronen wurde durch Integration des Targetstroms gewonnen; der auftretende Fehler wird auf $\pm$ 1 % geschätzt.
Der Laborraumwinkel der Neutronendetektoren $d\Omega_{lab} = \frac{\pi r^2}{a^2}$ konnte bei bekanntem Durchmesser der verwendeten Szintillatoren (2r=1o.2 cm) durch Messen des Abstands a zwischen Target und Detektor auf $\pm$ o.5 % bestimmt werden.

Die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit ε der Neutronendetektoren wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms[24,25] berechnet. Neben der Energie der nachzuweisenden Neutronen sind Radius und Dicke der zum Nachweis verwendeten Szintillatoren Eingabedaten. Ausgegeben wird die Ansprechwahrscheinlichkeit ε als Funktion der Neutronenenergie-Nachweisschwelle E_s.

[+)] Edwards High Vacuum, Crawley, England.
[++)] Mettler, Zürich.

Die unterschiedlichen Nachweisschwellen der Detektoren wurden durch Auswertung der mit dickem Target gemessenen Flugzeitspektren der Reaktion Ni(d,n)Cu nach der "Methode des dicken Targets" [21,22] mit einem Fehler von ± 2 % ermittelt. Bei bekanntem Radius der zylindrischen Szintillatoren waren zur Berechnung von ε noch ihre effektiven Dicken d zu bestimmen. In einem ersten Schritt wurde zunächst eine Grobabschätzung für d mit Hilfe folgender Näherungsformel[26] für die Ansprechwahrscheinlichkeit vorgenommen:

$$\varepsilon(E_n,E_s,d) = \text{const.}(1-e^{-n_H \sigma_H d}) \left(\frac{E_n-E_s}{E_n}\right) . \qquad (6)$$

Dabei bedeuten die einzelnen Symbole:

E_n Energie der nachzuweisenden Neutronen,

E_s Energienachweisschwelle der Detektoranordnung,

d Szintillatordicke [cm] ,

n_H Anzahl der Wasserstoffatome pro cm^3 des Szintillators ($n_H = 4.86 \cdot 10^{22} cm^{-3}$ für NE213),

σ_H Wirkungsquerschnitt für elastische Neutron-Proton-Einfachstreuung in cm^2
($\sigma_H \simeq \{4.83(E_n\ [MeV])^{-1/2} - 0.578\}$ [barn] [27]).

Die Übergänge der Eichreaktion $^9Be(d,n)^{10}B$ zum 0.717 MeV-Zustand des ^{10}B ergeben, bei einer Deuteroneneinschußenergie von 6 MeV, Neutronen der Energie 9.4 MeV ($\Theta_{lab} = 22.5^\circ$). Für diese Energie läßt sich die Exponentialfunktion in (6), mit etwa ± 5 % Genauigkeit für den Gesamtausdruck, entwickeln. Man erhält einen linearen Zusammenhang zwischen ε und d der Form

$$\varepsilon(E_n,E_s,d) \simeq \text{const.} n_H \sigma_H d \left(\frac{E_n-E_s}{E_n}\right). \qquad (7)$$

Vergleicht man die zum o.717 MeV-Zustand des ^{1o}B gehörigen Linieninhalte $I(\Psi)$ der Spektren verschiedener Detektoren x bei demselben Winkel Ψo mit dem entsprechenden $I(\Psi)$ eines Eichdetektors e, so erhält man für die gesuchten Szintillatordicken d_x mit Hilfe der Gleichungen (2) und (7)

$$d_x = \frac{I_x(\Psi o)\, d\Omega_e (E_n - E_s^e)}{I_e(\Psi o)\, d\Omega_x (E_n - E_s^x)}\; d_e \;. \qquad (8)$$

Diese Szintillatordickenbestimmung ist etwa $\pm$ 1o % genau.

In einem zweiten Schritt wurden mit dem Monte-Carlo-Programm die Ansprechwahrscheinlichkeiten bei Variation der zuvor bestimmten Dicken derart berechnet, daß das gemessene Verhältnis $I_x(\Psi o)/I_e(\Psi o)$ unter Verwendung von Gleichung (2) innerhalb der Fehler des Ausdrucks reproduziert wurde. Die so bestimmten absoluten Ansprechwahrscheinlichkeiten der verwendeten Neutronendetektoren sind mit einem Fehler von $\pm$ 7 % behaftet.

Die Absolutskala der Winkelverteilungen von (d,n)-Übergängen zu den gebundenen Zuständen des ^{16}O wurde unter Berücksichtigung aller diskutierten Fehler (bei quadratischer Addition) mit einer Genauigkeit von $\pm$ 8 % bestimmt.

3.2.2 (d,n)-Übergänge zu ungebundenen Endzuständen

Die Linieninhalte $I(\Psi)$ der (d,n)-Übergänge zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O wurden durch Entfalten aus den Neutronenflugzeitverteilungen gewonnen, von denen eine in Abbildung 5 dargestellt ist.

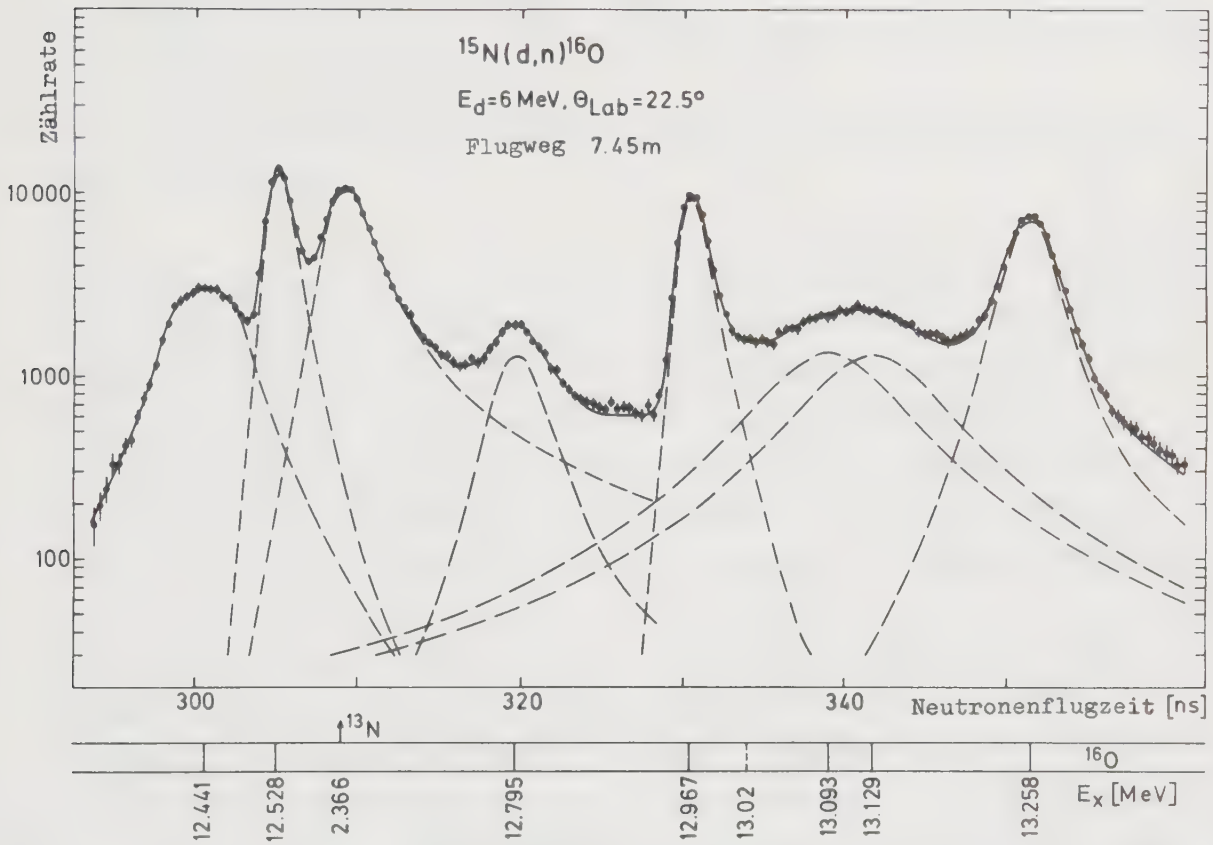


Abb.5: Zerlegung des Flugzeitspektrums der Neutronen aus (d,n)-Übergängen der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O -Ausschnitt des Flugzeitspektrums der Abbildung 3 (Untergrund subtrahiert). Den berechneten Linienlagen liegen bekannte Anregungsenergien[7] E_x zugrunde. Die angegebenen Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern und der Unsicherheit der Untergrundsubtraktion zusammen. Die ausgezogene Kurve ist die Summe der gestrichelten Linien. Zur Bestimmung der Linienformen siehe Text.

Um physikalisch sinnvolle Linienformen inkohärent zu einer Summenverteilung überlagern zu können, wurden zwei Annahmen gemacht:

(1) Die Übergänge der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ zu resonanten Endzuständen dürfen nicht, wie im Falle der kürzlich gemessenen[28] Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$, mit einem Einteilchenkontinuum interferieren.
(2) Eine Interferenz dieser Übergänge untereinander sei ausgeschlossen.

Die Gültigkeit von Annahme (1) wird durch den im ganzen Bereich der (d,n)-Übergänge - zu gebundenen wie ungebundenen Zuständen des ^{16}O - etwa linear verlaufenden experimentellen Untergrund (siehe Abb.3) erhärtet. Im Vergleich zu den Intensitäten der Einteilchenübergänge im Gebiet ungebundener Zustände des ^{16}O ist ein vorhandenes Einteilchenkontinuum offenbar vernachlässigbar.

Die in Annahme (2) genannte Interferenz kann nur beim Überlappen von Neutronenverteilungen aus (d,n)-Übergängen zu Zuständen mit gleichen Quantenzahlen (J^{π},T) auftreten. Ein Vergleich der Abbildungen 1 und 5 zeigt, daß dieser Fall bei reinem Isospin der betrachteten Zustände nicht vorliegt. Im Rahmen der T=0-Verunreinigungen im 3^-, T=1-Zustand bei 13.258 MeV (≤ 15 %) könnte jedoch die zugehörige Neutronenverteilung mit der des benachbarten 3^-, T=0-Zustands bei 13.129 MeV interferieren.

Die in Abbildung 5 gestrichelt eingezeichneten Linienformen lassen sich nach der Art ihrer Bestimmung in drei Gruppen einteilen:

(a) Linien mit rein experimentell bestimmter Form,

(b) Linien aus (d,n)-Übergängen zu Zuständen des ^{16}O, deren Zerfallsbreite Γ eine Zeitbreite Δt im Neutronenflugzeitspektrum bewirkt, die der Zeitauflösung Δt_{exp} dieses Flugzeitbereichs vergleichbar ist,

(c) Linien aus (d,n)-Übergängen zu Zuständen des ^{16}O, deren Zeitbreite Δt groß gegen die experimentelle Zeitauflösung ist.

Aus der nichtrelativistischen Beziehung zwischen Neutronenenergie E [MeV] und Neutronenflugzeit t [nsec]

$$E = \frac{72.29^2 a^2}{t^2} \quad ; \; a \text{ [m] Neutronenflugweg} \qquad (9)$$

erhält man die Zeithalbwertsbreite Δt

$$\Delta t = \frac{t^3}{72.29^2 a^2 \, 2} \; \Delta E \; . \qquad (10)$$

Dabei ist ΔE die durch die Zerfallsbreite Γ bedingte Halbwertsbreite. Tabelle 1 zeigt für die im vorliegenden Experiment bei $E_d = 6$ MeV, $\Theta_{lab} = 22.5^\circ$ bevölkerten ungebundenen Zustände des ^{16}O einen Vergleich ihrer Zerfallsbreiten Γ mit den zugeordneten Halbwertsbreiten Δt und den nach Faltung mit der experimentellen Zeitauflösung gewonnenen Gesamtzeitbreiten Δt_{tot}.

Tabelle 1

Anregungsenergien E_x und Zerfallsbreiten $\Gamma_{c.m.}$ direkt bevölkerter ungebundener Endzustände der untersuchten Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$. J^π,T: Spin, Parität und Isospin dieser Zustände. Unter Verwendung der für E_x und $\Gamma_{c.m.}$ angegebenen Werte wurden für E_d=6 MeV, Θ_{lab}=22.5° die folgenden Größen berechnet - E_n: Energie der Neutronen aus (d,n)-Übergängen zu den Zuständen $E_x(^{16}O)$, Δt : der Zerfallsbreite Γ entsprechende Zeitbreite im Flugzeitspektrum, $\Delta t_{tot} = \sqrt{\Delta t^2 + \Delta t^2_{exp}}$ mit Δt_{exp}: experimentelle Zeitauflösung.

$E_x(^{16}O)$ a) [MeV ± keV]	J^π , T a)	$\Gamma_{c.m.}$ a) [keV]	E_n [MeV]	Δt [nsec]	Δt_{tot} [nsec]
12.441 ± 4	1^- , o	97 ± 6	3.23	4.9	5.3
12.528 ± 1	2^- , o	o.5	3.13		1.95 b)
12.795 ± 5	o^- , 1	38 ± 4	2.85	2.3	3.o
12.9666 ± o.9	2^- , 1	2.o ± o.2	2.67	o.13	2.o
13.o93 ± 6	1^- , 1	127 ± 8	2.54	9.3	9.5
13.129 ± 1o	3^- , o	128 ± 11	2.5o	9.5	9.7
13.2582 ± 2.5	3^- , 1	21 ± 1 26 ± 7 c)	2.36	1.6 2.1	2.5 2.9

a) Ref.[7]. Der in der Tabelle nicht aufgeführte 2^+-Zustand bei 13.o2 MeV ($\Gamma_{c.m.}$=15o keV) ist ausschließlich α-instabil[7]; er kann folglich nicht durch resonante Protonenstreuung an ^{15}N angeregt werden, wird daher auch in der Reaktion $^{15}N(d,n)$ nicht direkt bevölkert. Ein weiterer 2^+-Zustand bei 13.14 MeV wurde in Ref.[7] irrtümlicherweise angegeben (vergl.Ref.[8] und Ref.[29]).

b) Δt_{exp}

c) Ref.[8] aus Messungen der Resonanzen in $^{12}C + \alpha$. Die vorliegende Messung bestätigte diesen Wert.

Zur Gruppe (a) der Neutronenlinienformen gehört die Störlinie aus der Reaktion $^{12}C(d,n)$ zum 2.366 MeV-Zustand des ^{13}N. Ihre ungewöhnlich asymmetrische Linienform wurde aus einer gesonderten Messung der Reaktion $^{12}C(d,n)^{13}N$ gewonnen. Vermutlich enthielten die ausschließlich als Targetunterlage verwendeten Wolframbleche Kohlenstoff; (d,n)-Reaktionen im Blech abgebremster Deuteronen an diesem Kohlenstoff gäben Anlaß zu der im Bereich abnehmender Neutronenenergien beobachteten Asymmetrie. Die Linien der Zustände bei 12.528 MeV und 12.967 MeV Anregungsenergie im ^{16}O gehören gleichfalls zur Gruppe (a). Die Form benachbarter freistehender Linien des Gesamtflugzeitspektrums wurden auf sie übertragen. Ihr Linieninhalt wurde mit einer Genauigkeit von etwa $\pm$ 1o % bestimmt.

Der Liniengruppe (b) sind die Neutronenverteilungen der beiden T=1-Zustände bei 12.795 MeV und 13.258 MeV im ^{16}O zuzuordnen. Rückflanke und Halbwertsbreite der 13.258 MeV Linie ließen sich, bei guter Statistik im Linienmaximum, konsistent für alle gemessenen Winkel aus den Neutronenspektren bestimmen. Die Form des Vorderflankenfußes wurde aus dem systematischen Gang der Linienformveränderung bei zunehmender experimenteller Breite gewonnen. Die gemessene Halbwertsbreite entsprach innerhalb 3 % der für die Linie des 12.795 MeV-Zustands berechneten Breite (Δt_{tot} in Tabelle 1). Die Linienform des 13.258 MeV-Zustands wurde daher auf den 12.795 MeV-Zustand übertragen, in guter Übereinstimmung mit der nach Abzug aller Untergrundlinien aus dem Spektrum ermittelten Linienform dieses Zustands.

Zur Gruppe (b) wurde auch der T=0-Zustand bei 12.441 MeV Anregungsenergie im ^{16}O gezählt, obwohl die experimentelle Zeitauflösung nur 7,5 % der Gesamtbreite seiner Neutronenlinie ausmacht (siehe Tabelle 1). Bei experimentell bis zum Linienmaximum bestimmter Vorderflanke wurde die Rückflanke dieser Neutronenverteilung durch Subtraktion der beiden überlappenden, ebenfalls experimentell bestimmten Nachbarlinien aus allen Neutronenspektren konsistent gewonnen. Die mit dieser Linienform ermittelten Linieninhalte $I(\Psi)$ stimmen innerhalb 3 - 4 % mit denen überein, die man bei Annahme einer symmetrischen Häufigkeitsverteilung der Neutronen des (d,n)-Übergangs zum 12.441 MeV-Zustand erhält (doppelter Linieninhalt Vorderflanke - Linienmaximum). Die Genauigkeit der Inhaltsbestimmung der Linien der Gruppe (b) wurde zu $\pm$ 15 - 2o % abgeschätzt.

Die beiden überlappenden Zustände bei 13.o93 MeV (T=1) und 13.129 MeV (T=0) sind bei innerhalb der Fehlergrenzen gleichen Zerfallsbreiten Γ=127 keV nur 36 keV in ihrer Anregungsenergie getrennt. Die Linienform ihrer Neutronenhäufigkeitsverteilung gehört in die Gruppe (c). Bei Vernachlässigung der experimentellen Auflösung (2 % der Gesamtzeitbreite Δt_{tot}) sollte diese Verteilung als Funktion der Energie Lorentzform besitzen:

$$f(E) = \frac{f_{max}(E=E_o)\ \frac{\Delta E^2}{4}}{(E-E_o)^2 + \frac{\Delta E^2}{4}} \quad , \qquad (11)$$

wobei

E_o die der Anregungsenergie E_x entsprechende Neutronenenergie und

ΔE die durch die Zerfallsbreite Γ bedingte Halbwertsbreite ist (Gleichung 1o).

Bei einer Transformation dieser symmetrischen Neutronenenergieverteilung in eine Häufigkeitsverteilung ihrer Flugzeiten muß der über die jeweilige Verteilung integrierte Linieninhalt erhalten bleiben

$$I = \int^{\text{Vert.}} f(E)dE = \int^{\text{Vert.}} \underbrace{f(t)\,\frac{dE}{dt}}_{g(t)}\,dt \quad . \tag{12}$$

Mit Gleichung (9) und Gleichung (1o) in Differentialform erhält man nach ausgeführter Transformation die gesuchte Zeitverteilung g(t)

$$g(t) = \frac{g_{max}(t=t_o)\,\frac{\Delta E^2}{4}}{\left(\frac{72.29^2 a^2}{t^2} - \frac{72.29^2 a^2}{t_o^2}\right)^2 + \frac{\Delta E^2}{4}} \left(\frac{t}{t_o}\right)^3 \tag{13}$$

$$= g_{max}(t=t_o)\;\; g_e(t) \; .$$

Hierin ist:

t_o Flugzeit zur Energie E_o (Gleichung 9),

a Flugweg,

$g_e(t)$ Zeitverteilung mit $g_{max}(t=t_o) = 1$.

Weiterhin gilt für den Linieninhalt I der Verteilung g(t) die Beziehung

$$I = \int^{\text{Vert.}} g(t)dt = \frac{\pi}{2}\, g_{max}(t=t_o)\,\Delta t \; , \tag{14}$$

wobei Δt die Zeitbreite zur Energiebreite ΔE (Gleichung 1o) ist.

Um den zunächst vernachlässigten Beitrag der experimentellen Auflösung zur Linienform pauschal zu berücksichtigen, wurde allen folgenden Rechnungen die in Tabelle 1 angegebene Gesamtzeitbreite Δt_{tot} (anstelle Δt) zugrunde gelegt. Bei bestmöglicher Zeiteichung der Flugzeitspekren wurde unter Voraussetzung der in Tabelle 1 angegebenen Anregungsenergien E_x und Zerfallsbreiten Γ der beiden überlappenden Zustände die zeitliche Lage t_o ihrer Neutronenlinien und deren Breite Δt in Kanaleinheiten $k_o(t_o)$ und $\Delta k(\Delta t)$ der Spektren bestimmt. Zur Berechnung der Linieninhalte $I(\Psi)$ nach Gleichung (14) mußten die Linienmaxima $g_{max}(t=t_o)$ der beiden Neutronenverteilungen A (13.093 MeV) und B (13.129 MeV) als Teilchenzahl pro Kanal ermittelt werden.

Hierzu wurden jeweils links und rechts von der Lage des Maximums $k_o(t_o)$ der A- und B-Verteilung, und zwar je ein Viertel Halbwertsbreite entfernt, Kanalstützpunkte K_1 und K_2 gewählt

$$K_1 = K_o^A(t_o^A) - \frac{\Delta K(\Delta t^A)}{4}$$
$$K_2 = K_o^B(t_o^B) + \frac{\Delta K(\Delta t^B)}{4} \qquad (15)$$

und die ihnen entsprechenden Kanalinhalte $N(K_1)$ und $N(K_2)$ der gemessenen Summenverteilung A + B bestimmt. Die gesuchten Maxima g_{max}^A und g_{max}^B der einzelnen Verteilungen A und B wurden als Unbekannte des folgenden linearen Gleichungssystems berechnet:

$$N(K_1) = g_{max}^A \, g_e^A(K_1) + g_{max}^B \, g_e^B(K_1)$$
$$N(K_2) = g_{max}^A \, g_e^A(K_2) + g_{max}^B \, g_e^B(K_2) \; . \qquad (16)$$

Als Lösung dieses Gleichungssystems erhält man die gesuchten Größen

$$g^A_{max} = \frac{N(K_1)g^B_e(K_2)-N(K_2)g^B_e(K_1)}{g^A_e(K_1)g^B_e(K_2)-g^A_e(K_2)g^B_e(K_1)}$$

$$g^B_{max} = \frac{N(K_2)g^A_e(K_1)-N(K_1)g^A_e(K_2)}{g^A_e(K_1)g^B_e(K_2)-g^A_e(K_2)g^B_e(K_1)} \quad . \qquad (17)$$

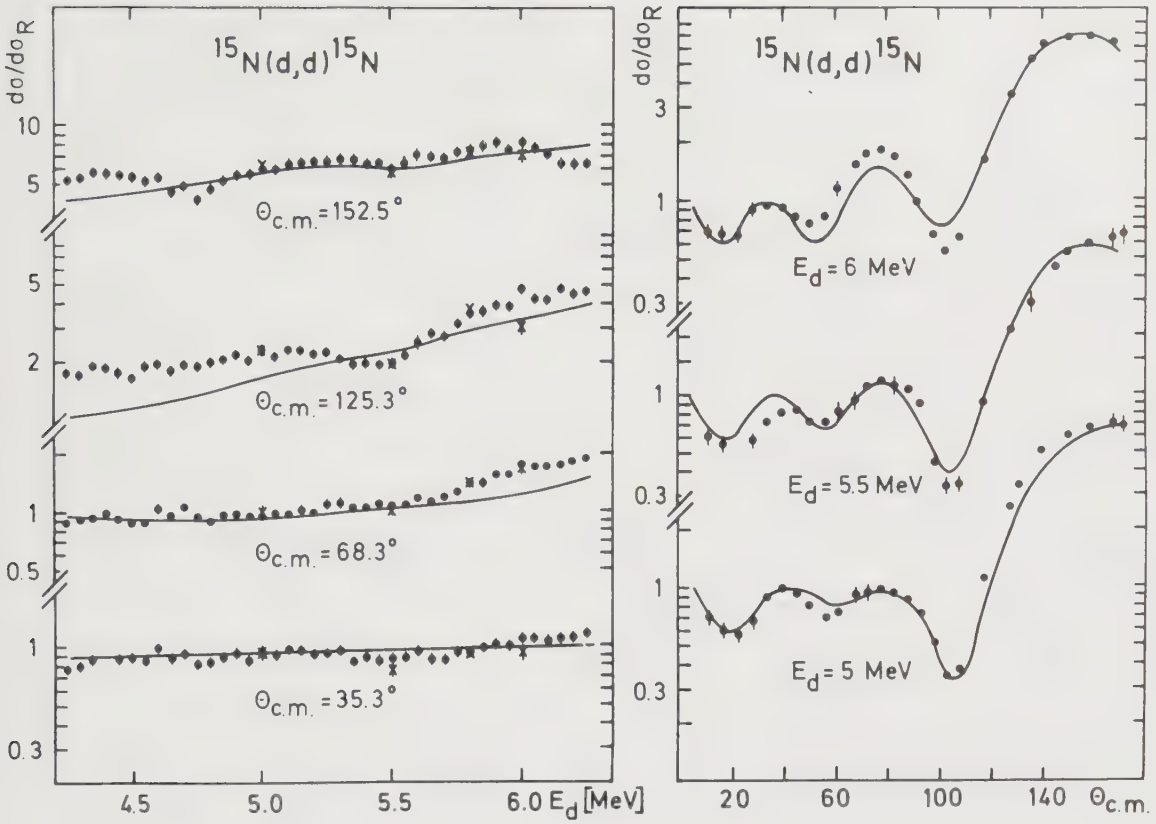
Die in Abbildung 5 eingezeichneten Linienformen der zu den Zuständen 13.093 MeV und 13.129 MeV gehörenden Neutronenverteilungen wurden nach der umrissenen Methode in ihrer Höhe bestimmt; Lage und Form wurden hierbei mit Hilfe aus der Literatur entnommener Werte für die Anregungsenergien E_x und Zerfallsbreiten Γ gewonnen. Ihr Linieninhalt $I(\Psi)$ ließ sich bei relativ guter Statistik für die Größen $N(K_1)$ und $N(K_2)$ im Rahmen der Genauigkeit der Ausgangsgrößen E_x und Γ (Tabelle 1) der betrachteten Zustände mit einem Fehler von $\pm$ 35 % bestimmen.

Zur Gewinnung absoluter Wirkungsquerschnitte der in diesem Abschnitt diskutierten (d,n)-Übergänge zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O wurden die übrigen Größen T, N, $d\Omega_{lab}$ und ε wie im Falle der gebundenen Zustände mit der dort angegebenen Genauigkeit bestimmt.

4 Experimentelle Ergebnisse - Die Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$, $^{15}N(d,p)^{16}N$ und $^{15}N(d,n)^{16}O$

Die Ergebnisse der im Abschnitt 3 dieser Arbeit beschriebenen Auswertung der Experimente zeigen die Abbildungen 6 bis 12 in Form von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen absoluter differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ (Abb.6 bis 9) sowie Winkelverteilungen der Reaktion $^{15}N(d,n)$ zu gebundenen Zuständen (Abb.1o,11) und zu ungebundenen Zuständen (Abb.12) des ^{16}O.

Einzelheiten des Verlaufs dieser Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen werden im Zusammenhang mit ihrer Analyse diskutiert.



(a) (b)

Abb.6: Anregungsfunktionen (a) und Winkelverteilungen (b) differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}N(d,d)^{15}N$ in Einheiten ihres Rutherfordwirkungsquerschnitts.

Die Fehlerbalken setzen sich aus den statistischen Fehlern sowie den Unsicherheiten der Untergrundsubtraktion und eventueller Linienentfaltung zusammen. Sind keine Fehlerbalken eingezeichnet, ist die Unsicherheit kleiner als der Punktdurchmesser. Die im Verlauf der Anregungsfunktionen (a) bei 5.o, 5.5 und 6.o MeV eingezeichneten Kreuze sind Werte der separaten Messung der Winkelverteilungen (b), beim entsprechenden Winkel $\Theta_{c.m.}$ genommen. Ihre Abweichungen von den zugehörigen Werten der Anregungsfunktion sind ein Maß für die Güte der unabhängigen Absoluteichungen für (a) und (b). Die Kreuze bei 5.8 MeV sind Ergebnisse einer Targetdickenkontrollmessung nach Aufnahme der Anregungsfunktion. Die ausgezeichneten Kurven sind durch inkohärente Summation der Ergebnisse von Rechnungen nach dem optischen Modell und Hauser-Feshbach-Rechnungen gewonnen.

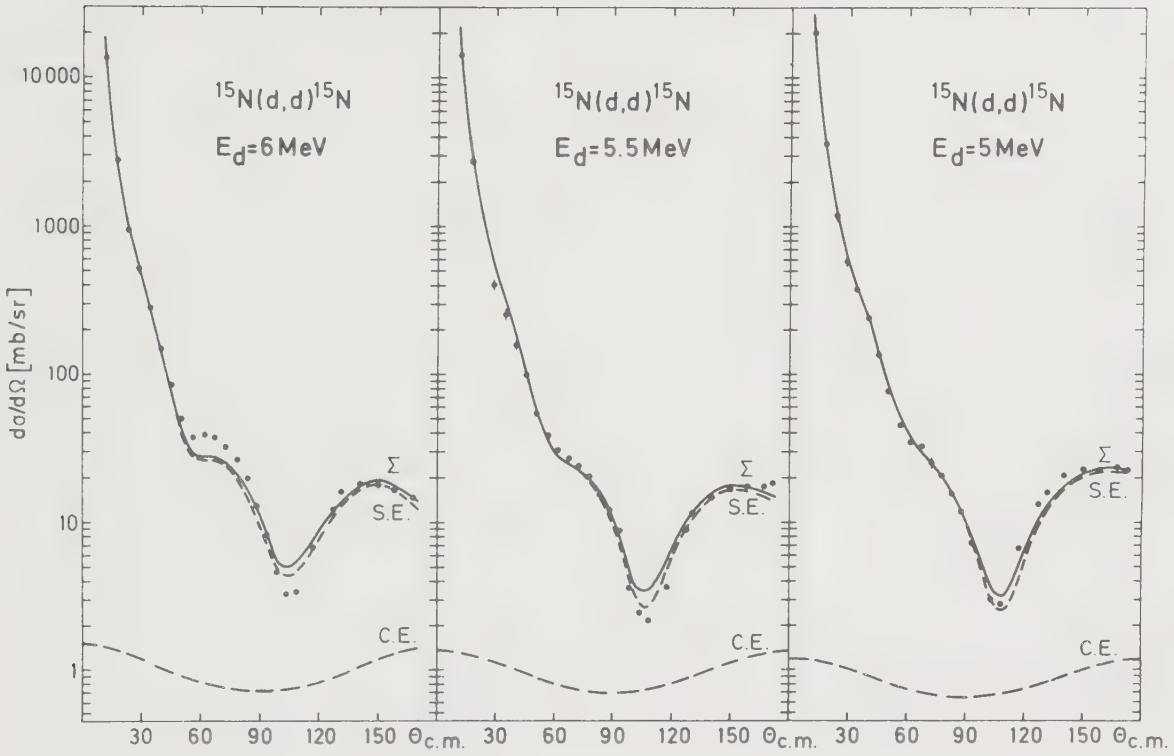


Abb.7: Winkelverteilungen der in Abbildung 6b für die Einschußenergien 5, 5.5 und 6 MeV dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Deuteronstreuung am ^{15}N in [mb/sr]. Die ausgezeichneten Kurven sind eine inkohärente Summe (Σ) des mit dem optischen Modell berechneten direkt(shape)-elastischen Anteils (S.E.) und eines mit der Hauser-Feshbach-Theorie berechneten compoundelastischen Beitrags (C.E.) der Reaktion $^{15}N(d,d)^{15}N$.

Abb.8: Anregungsfunktionen (a) und Winkelverteilungen (b) differentieller Wirkungsquerschnitte der l=2-Übergänge der Reaktion $^{15}N(d,p)$ zu den Zuständen o.o MeV, 2^- und o.297 MeV, 3^- des ^{16}N.
Die Fehlerbalken setzen sich aus statistischen Fehlern und den Unsicherheiten der Untergrundsubtraktion zusammen. Die Kreuze im Verlauf der Anregungsfunktionen (a) bei 5, 5.5 und 6 MeV stammen aus der unabhängigen Messung der Winkelverteilungen (b). Die ausgezogenen Kurven in (a) und (b) sind die inkohärente Summe von DWBA-Rechnungen (in (b) fein gestrichelt) und Hauser-Feshbach-Rechnungen (HF, in (b) grob gestrichelt).

Abb.9: Anregungsfunktionen (a) und Winkelverteilungen (b) differentieller Wirkungsquerschnitte der l=0-Übergänge der Reaktion $^{15}N(d,p)$ zu den Zuständen o.121 MeV, 0^- und o.397 MeV, 1^- des ^{16}N. Ansonsten gelten die Bemerkungen zu Abbildung 8.

Abb.1o: Winkelverteilungen der Neutronen aus der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ für die Deuteroneneinschußenergien 5, 5.5 und 6 MeV (a) und deren gemittelte Winkelverteilungen (b) für die mittlere Energie $\overline{E}_d$=5.5 MeV. Anregungsenergien E_x, Spins und Paritäten der Endzustände sind angegeben. Die Fehler sind, wenn nicht durch Fehlerbalken angezeigt, kleiner als die Punktgröße. Ausgezogene Kurven sind die inkohärent addierten Ergebnisse von DWBA-Rechnungen (fein gestrichelt) und Hauser-Feshbach-Rechnungen (HF). Die Absolutskala der Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte wurde mit Hilfe der gemittelten Winkelverteilungen (b) der (d,n)-Übergänge zu den 2^+-Zuständen bei 6.919 MeV und 9.847 MeV normiert.

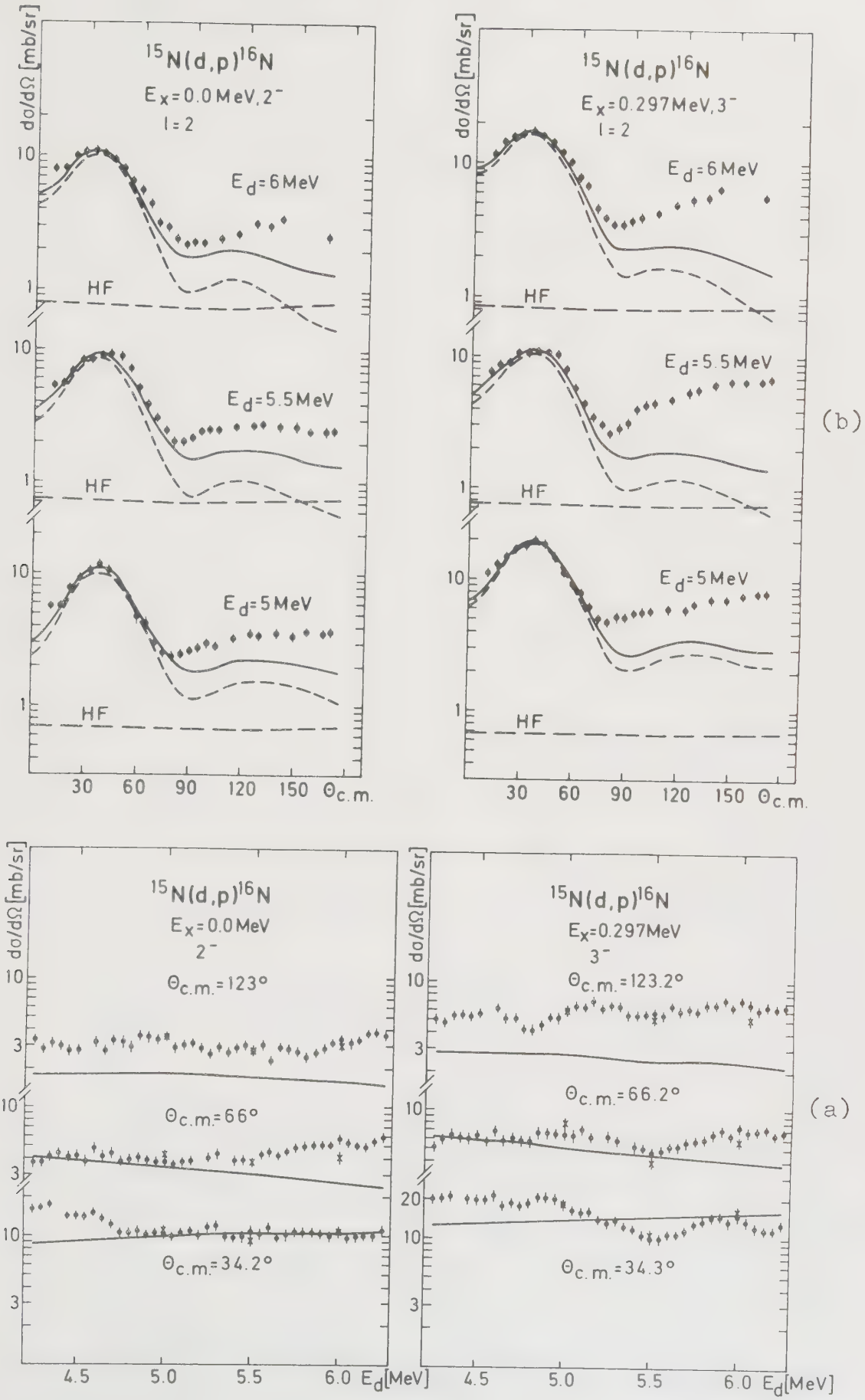
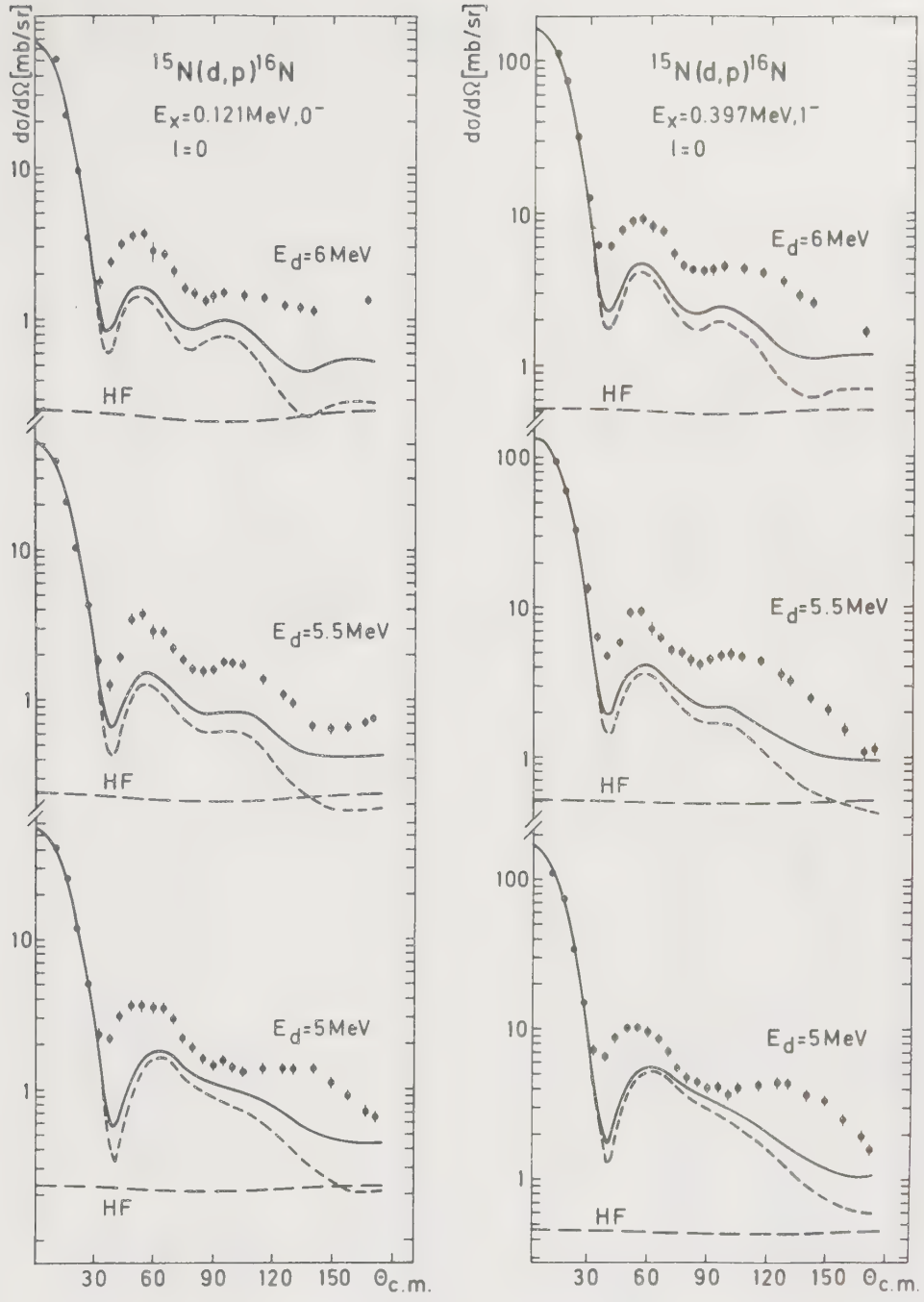
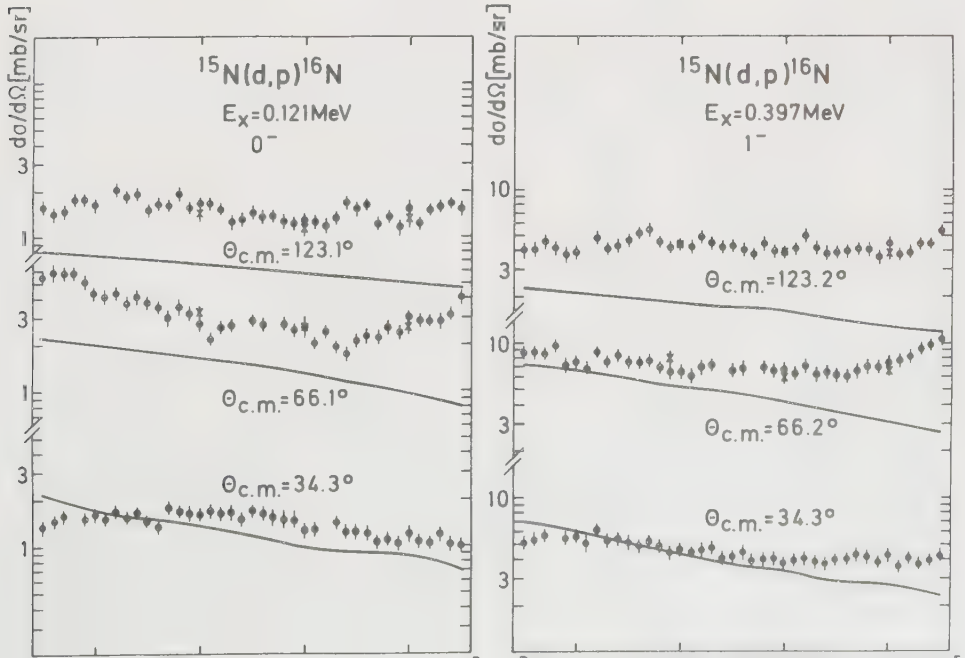

$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.0MeV, 2$^-$
l=2
E_d=6MeV
E_d=5.5MeV
E_d=5MeV
HF
$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]
$\Theta_{c.m.}$
$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.297MeV, 3$^-$
l=2
E_d=6MeV
E_d=5.5MeV
E_d=5MeV
HF
$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]
$\Theta_{c.m.}$
(b)
$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.0MeV
2$^-$
$\Theta_{c.m.}$=123°
$\Theta_{c.m.}$=66°
$\Theta_{c.m.}$=34.2°
$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]
E_d [MeV]
$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.297MeV
3$^-$
$\Theta_{c.m.}$=123.2°
$\Theta_{c.m.}$=66.2°
$\Theta_{c.m.}$=34.3°
$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]
E_d [MeV]
(a)

Abb.8


$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.121MeV, 0⁻
l=0
E_d=6MeV
E_d=5.5MeV
E_d=5MeV
HF
$d\sigma/d\Omega$[mb/sr]
$\Theta_{c.m.}$
$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.397MeV, 1⁻
l=0
E_d=6MeV
E_d=5.5MeV
E_d=5MeV
HF
$d\sigma/d\Omega$[mb/sr]
$\Theta_{c.m.}$

(b)

Abb.9


$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.121MeV
0⁻
$\Theta_{c.m.}$=123.1°
$\Theta_{c.m.}$=66.1°
$\Theta_{c.m.}$=34.3°
$d\sigma/d\Omega$[mb/sr]
$^{15}N(d,p)^{16}N$
E_x=0.397MeV
1⁻
$\Theta_{c.m.}$=123.2°
$\Theta_{c.m.}$=66.2°
$\Theta_{c.m.}$=34.3°
$d\sigma/d\Omega$[mb/sr]

(a)

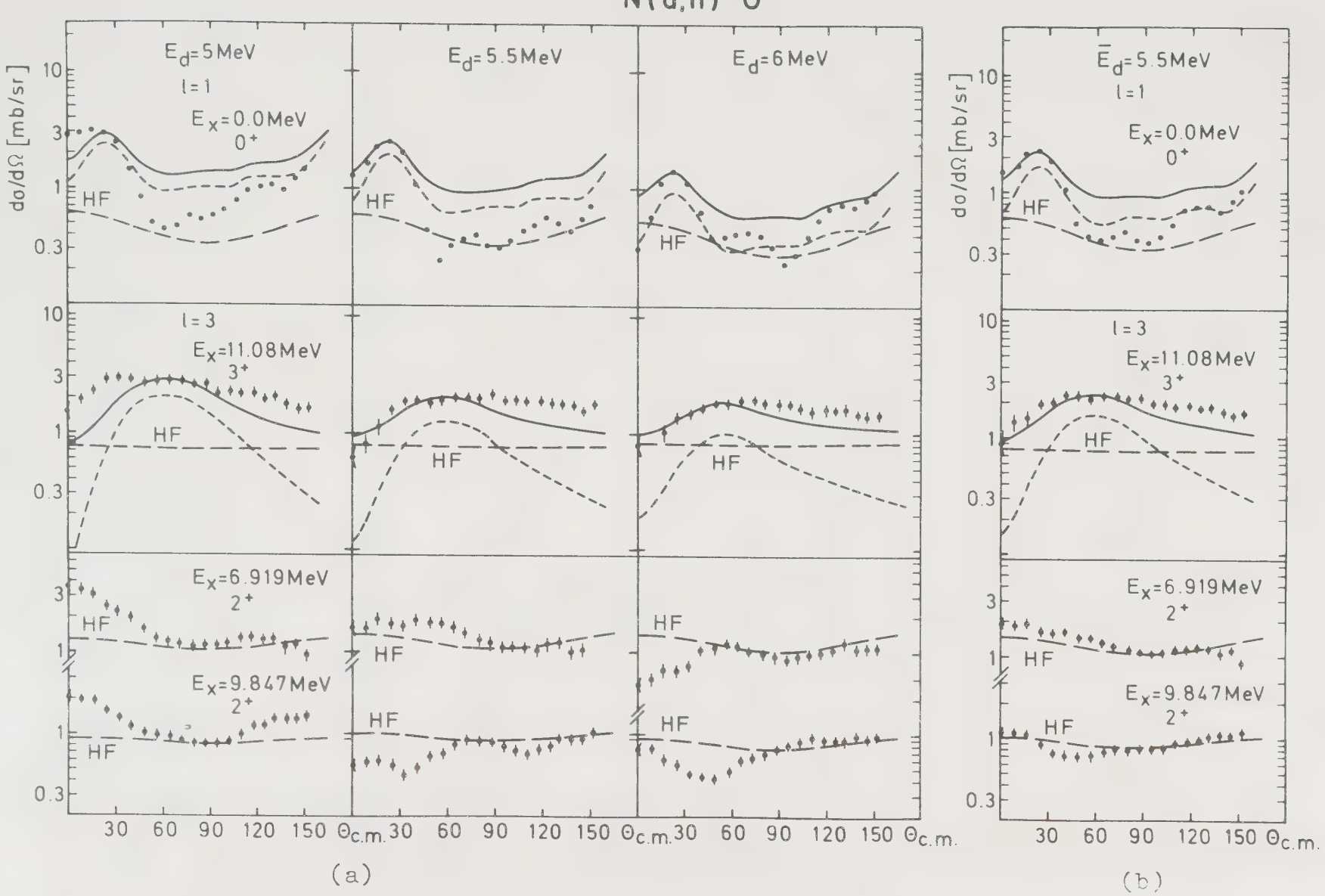

$^{15}N(d,n)^{16}O$
E_d=5MeV
E_d=5.5MeV
E_d=6MeV
$\bar{E}_d$=5.5MeV
l=1
E_x=0.0MeV
0^+
l=3
E_x=11.08MeV
3^+
E_x=6.919MeV
2^+
E_x=9.847MeV
2^+
HF
$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]
10
3
1
0.3
30 60 90 120 150 $\Theta_{c.m.}$
(a)
(b)

Abb.1o

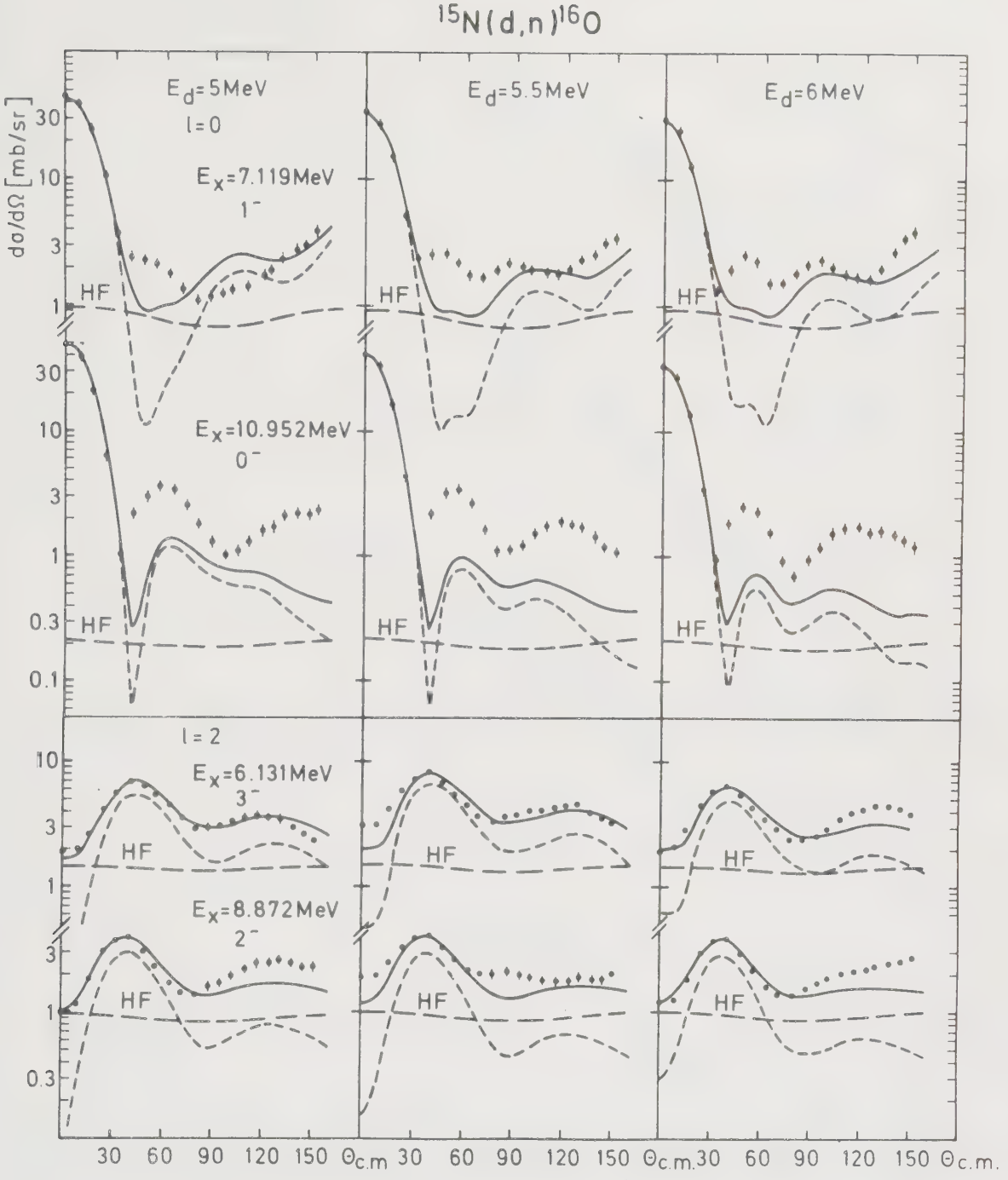


Abb.11: Winkelverteilungen der l=0 und l=2-Übergänge der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ zu gebundenen Endzuständen für die Deuteroneneinschußenergien 5, 5.5 und 6 MeV. Einzelheiten siehe Bemerkungen zu Abbildung 1o.

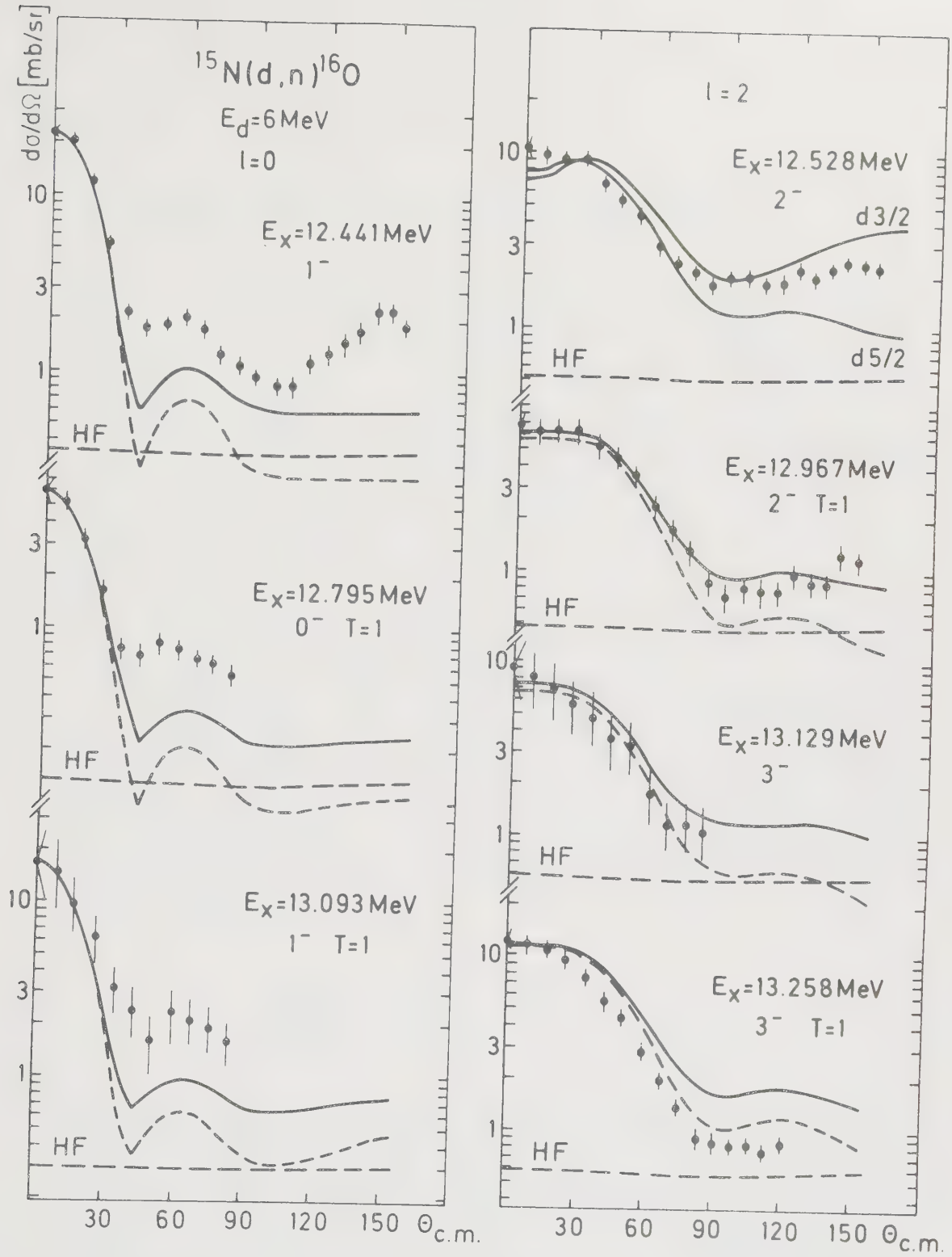


Abb.12: Winkelverteilungen von Neutronen aus der Reaktion $^{15}N(d,n)$ zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O; Deuteroneneinschußenergie 6 MeV. Zur Bestimmung der angegebenen Fehler siehe Abschnitt 3.2.2. Für die Hauser-Feshbach-Rechnungen gelten die Bemerkungen der Abbildung 1o. Die DWBA-Rechnungen wurden für eine angenommene Anregungsenergie 12.o96 MeV (E_B=-o.o3 MeV) im ^{16}O gerechnet.

5 Analyse der experimentellen Ergebnisse

Dem in der Einleitung beschriebenen Konzept folgend, wird zuerst das Energieverhalten der gemessenen Anregungsfunktionen im Hinblick auf die den Reaktionen zugrunde liegenden Reaktionsmechanismen diskutiert. Danach werden die Grundzüge der Analyse der gemessenen Winkelverteilungen zur Gewinnung spektroskopischer Ergebnisse beschrieben. Einzelheiten der Analyse folgen in den Abschnitten 5.1 und 5.2.
Die im Teil (a) der Abbildungen 6, 8 und 9 dargestellten experimentellen Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$ zeigen, mit Ausnahme des (d,p)-Übergangs zum o.297 MeV-Zustand des ^{16}N (Abb.8a), im Mittel einen innerhalb von 2o % glatten Verlauf. Sie erfüllen in diesem Rahmen die einleitend beschriebene Voraussetzung für eine einfache Zerlegung der Wirkungsquerschnitte in einen direkten Beitrag σ_D und einen Compoundkernanteil σ_{CN}

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \equiv \sigma(\Theta) = \sigma_D(\Theta) + \sigma_{CN}(\Theta) \qquad (18)$$

Diese Voraussetzung ist für die erwähnte Ausnahme des o.297 MeV-Zustands im ^{16}N nicht streng gültig. Die Höhe des Maximums der Winkelverteilungen des (d,p)-Übergangs zu diesem Zustand variiert mit zunehmender Deuteroneneinschußenergie im Bereich von 5 bis 5.5 MeV um einen Faktor zwei (siehe Abb.8b, 8a). Zum Teil noch stärkere Variationen sind in den Anregungsfunktionen einiger differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ ausgeprägt. Dies zeigt Abbildung 13, eine Zusammenstellung der bei Abschluß dieser Arbeit vorliegenden Ergebnisse aus fremden Untersuchungen des Energieverhaltens der (d,n)-Reaktion am ^{15}N.

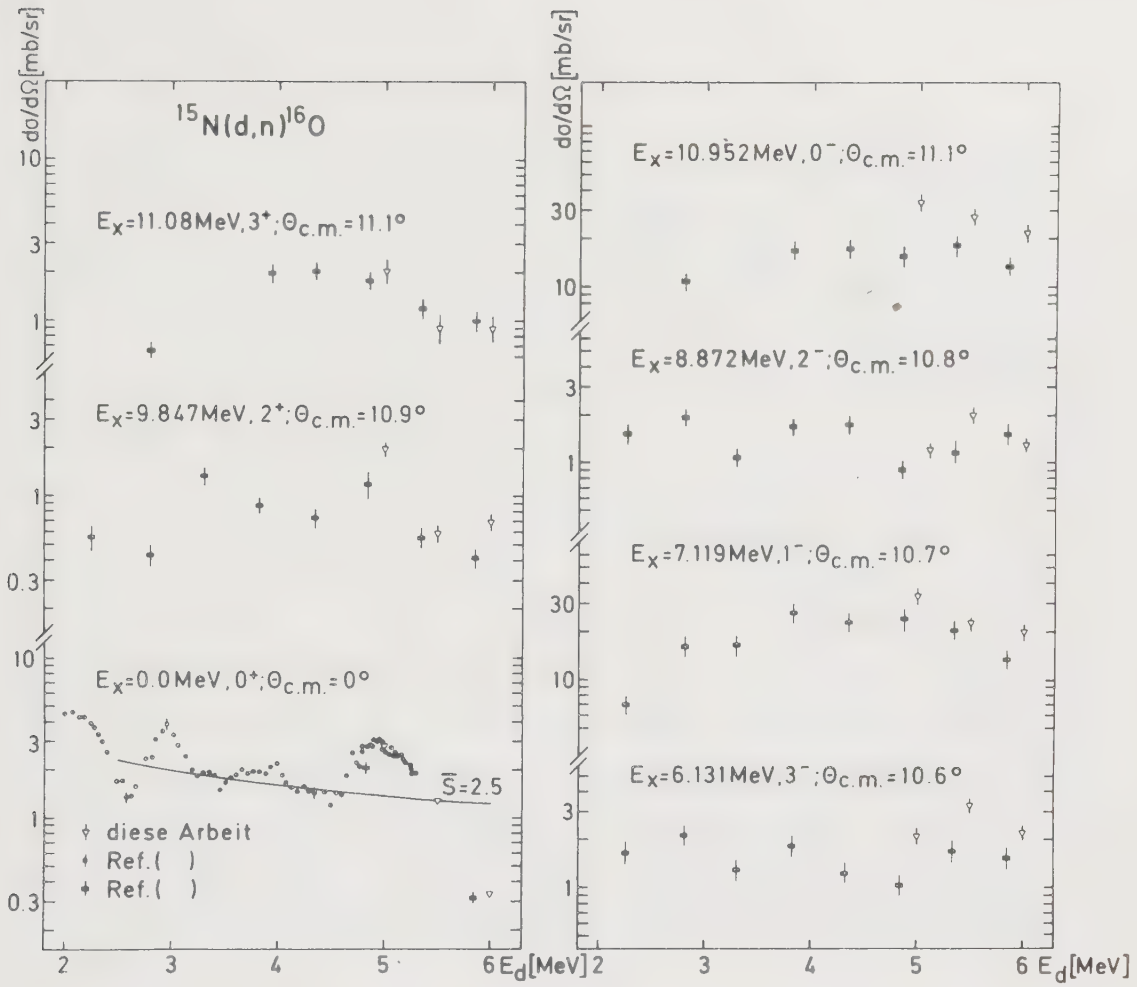


Abb.13: Anregungsfunktionen differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ zu gebundenen Endzuständen, zusammengestellt mit Ergebnissen aus den Referenzen[30,31] und dieser Arbeit. Die Absolutwerte aus Ref.[31] sind relativ zu den übereinstimmenden Werten dieser Arbeit und denen aus Ref.[30] (Vergleich $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_{c.m.}=0^\circ)$ für E_x=0.0 MeV bei E_d=5 MeV) rund 30 % zu klein. Ausgezogene Kurve: Inkohärente Überlagerung der Ergebnisse von DWBA- und Hauser-Feshbach-Rechnungen für einen "mittleren" spektroskopischen Faktor $\overline{S}$ (E_x=0.0 MeV)=2.5 (siehe Tabelle 4)

Der experimentell am besten bestimmte Verlauf der zum E_x=0.0 MeV, 0^+-Zustand des ^{16}O gehörenden Anregungsfunktion beim Winkel $\Theta=0^\circ$ bestätigt das Auftreten der Interferenz direkter und Compoundkern-Reaktionsanteile. Der Wirkungsquerschnitt ändert sich im Energiebereich von 5 bis 6 MeV um eine Größenordnung als Folge konstruktiver und destruktiver Interferenz beider Anteile. Eine Bestimmung des direkten Ein-Protontransfers am ^{15}N scheint durch den Verlauf dieser Anregungsfunktion zunächst in Frage gestellt. Ihre starke Energieabhängigkeit beruht jedoch darauf, daß der direkte Anteil für diesen l=1-Übergang bei 0° besonders klein ist (Maximum liegt bei 25°) und aus Gründen der Reaktionskinematik sowieso reduziert ist im Vergleich zu den anderen Übergängen mit günstigerem Q-Wert; deren direkte Wirkungsquerschnitte sind in der Regel viel größer, sodaß nur ein relativ kleiner Compoundkernanteil zum Gesamtwirkungsquerschnitt beiträgt.

Um den Einfluß der Interferenzstruktur der Anregungsfunktionen auf die zu bestimmenden spektroskopischen Größen abzuschätzen und im Rahmen der Meßergebnisse dieser Arbeit zu berücksichtigen, wurden einerseits die gemessenen Winkelverteilungen der Reaktionen $^{15}N(d,p)$ und $^{15}N(d,n)$ für die Einschußenergien 5, 5.5 und 6 MeV einzeln analysiert. Andererseits wurden die Winkelverteilungen einzelner Reaktionsübergänge über die drei Einschußenergien gemittelt und diese der Energie $\bar{E}_d$=5.5 MeV zugeordnete energiegemittelte Verteilung untersucht.

Auf der Grundlage von Gleichung (18) wurde der direkte Reaktionsanteil σ_D mit der DWBA-Theorie, der Compoundkernanteil σ_{CN} mit der Hauser-Feshbach-Theorie berechnet. Die experimentell bestimmten absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden in folgender Form analysiert:

$$\sigma^{exp}(\Theta) = N G_{lj} \sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta) + M\sigma^{HF}(\Theta). \qquad (19)$$

Hierin ist:

N=1.5	die theoretisch bestimmte Normalisierungskonstante[32] des direkten Teils der Reaktionen (d,p) und (d,n),
G_{lj}	spektroskopische Stärke der Einteilchentransferreaktion (d,p) und (d,n); $\|l,j\rangle$: Bahn des transferierten Nukleons,
$\sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta)$	DWBA-Wirkungsquerschnitt für den Transfer eines Nukleons in die Bahn lj,
M	experimentell bestimmte Konstante zur Absolutnormierung von $\sigma^{HF}(\Theta)$,
$\sigma^{HF}(\Theta)$	Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitt für Compoundkern-Reaktionsübergänge.

Ein Rechenprogramm zur Kombination von DWBA- und Hauser-Feshbach-Rechnungen zu optimaler Beschreibung der experimentellen Wirkungsquerschnitte $\sigma^{exp}(\Theta)$ nach Gleichung (19) stand nicht zur Verfügung. Es wurde daher nach folgendem Verfahren in drei Schritten analysiert:

(1) An die experimentellen Winkelverteilungen der elastischen Deuteronstreuung an ^{15}N wurden nach dem optischen Modell (Programm GIBSRD[33]) gerechnete Winkelverteilungen durch Variation der Potentialparameter optimal angepaßt. Es wurden damit verschiedene, die elastische Streuung gleich gut beschreibende Parametersätze des optischen Potentials für den Eingangskanal $d+^{15}N$ der Transferreaktionen bestimmt.

(2) Mit diesen Parametersätzen und aus der Literatur entnommenen Parametern für das Potential des transferierten Nukleons und die optischen Potentiale des Ejektil-Restkernsystems wurden DWBA-Rechnungen zur Beschreibung aller gemessenen Winkelverteilungen der Transferreaktionen $^{15}N(d,p)$ und $^{15}N(d,n)$ ausgeführt.

(3) Der für die Wiedergabe der Form der Reaktionswirkungsquerschnitte am besten geeignete Parametersatz des optischen Potentials $(d+^{15}N)$ wurde zur Berechnung der Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte verwendet. Zu ihrer Absolutnormierung, d.h. der Bestimmung der Konstante M in Gleichung (19), wurden die nahezu strukturlosen energiegemittelten Winkelverteilungen der (d,n)-Übergänge zu den Zuständen bei 6.919 MeV und 9.847 MeV in ^{16}O gewählt (siehe Abb.1ob).

Eine inkohärente Überlagerung derart bestimmter DWBA- und Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte und Anpassung an die absoluten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{exp}(\Theta)$ (siehe Abb. 6-12) ergab mit Gleichung (19) die gesuchten spektroskopischen Stärken G_{lj}.

5.1 Direkte Reaktionsanteile - DWBA-Analyse

Der in Gleichung (19) angegebene Ausdruck für den direkten Reaktionsanteil von (d,p)- und (d,n)-Reaktion

$$\sigma_D(\Theta) = 1.5\, G_{lj}\, \sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta) \qquad (20)$$

ist das Ergebnis der einfachen DWBA-Theorie mit Nullreichweitennäherung[34].
Die Trennung in einen kernstrukturabhängigen Faktor G_{lj} und einen vom Reaktionsmechanismus bestimmten Anteil $\sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta)$ ist für Ein-Teilchen-Transferreaktionen charakteristisch. Die spektroskopische Stärke G_{lj} für den Transfer eines Nukleons auf das Target A zum Endkern B ist definiert als

$$G_{lj}^{AB} = \frac{2J_B+1}{2J_A+1}\, C^2 S \quad , \qquad (21)$$

wobei gilt:

J_B Spin des Endzustands der Reaktion,

J_A Spin des Targetgrundzustands,

C Clebsch-Gordon-Koeffizient, der die Isospins von Targetgrundzustand, transferiertem Nukleon und Endzustand der Reaktion koppelt,

S_{lj} spektroskopischer Faktor des Endzustands bzw. Einteilchenstärke des lj-Einteilchenübergangs der Reaktion zu diesem Endzustand.

Für den Isospinkopplungskoeffizienten C gilt bei (d,p)-Reaktionen allgemein $C^2(d,p)=1$; im speziellen Falle der Reaktion $^{15}N(d,n)$ gilt $C^2(d,n)=1/2$ für T=0 und T=1-Zustände des ^{16}O.

Bei Kenntnis des Targetgrundzustands $|\Psi_A\rangle$ und des Endzustands $|\Psi_B\rangle$ der Transferreaktion sowie des normierten Schalenmodellzustands $|\varphi_{lj}\rangle$ des in die lj-Bahn transferierten Nukleons lassen sich die spektroskopischen Faktoren S_{lj} in folgender Form[35] berechnen

$$S_{lj} = (A+1)\,|\langle\Psi_B|\Psi_A\otimes\varphi_{lj}\rangle|^2 \quad , \qquad (22)$$

wobei der (A+1)-Faktor aus der Antisymmetrisierung der ein- und auslaufenden Teilchen mit Target und Endkern herrührt und $\otimes$ die Vektorkopplung von $|\varphi_{lj}\rangle$ an $|\Psi_A\rangle$ symbolisiert. Zur Berechnung spektroskopischer Faktoren nach dem Schalenmodell müssen die Zustände in Gleichung (22) voll antisymmetrisiert in einer Schalenmodellbasis dargestellt werden. Die Konstruktion antisymmetrischer Wellenfunktionen wird hierbei gewöhnlich durch eine "fractional-parentage" Entwicklung[35,36] erreicht. Derart berechnete spektroskopische Faktoren sind mit denen nach Gleichung (19) und (21) aus dem Experiment bestimmten zu vergleichen.

Der DWBA-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta)$ wurde mit den in Tabelle 2 angegebenen Parametern des optischen Potentials für die gemessenen Übergänge der Reaktionen $^{15}N(d,p)^{16}N$ und $^{15}N(d,n)^{16}O$ zu gebundenen Endzuständen mit Hilfe des Programms DWUCK[37] berechnet.

Tabelle 2

Potentialparameter des optischen Modells zur Analyse der Reaktionen $^{15}N(d,n)^{16}O$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$.

Reaktionskanal	V[a] [MeV]	r_o [fm]	a [fm]	W [MeV]	W' [MeV]	r'_o [fm]	a' [fm]	V_{so} [MeV]	r_c [fm]	Zitat
d + ^{15}N	72	1.4o	o.7o	8.o		1.35	o.8o	1o	1.3	diese Arbeit
p + ^{16}N	53.8-o.33E_p	1.25	o.65		3o	1.25	o.7o	5.5	1.3	39)
n + ^{16}O	49.3-o.33E_n	1.25	o.65		23	1.25	o.7o	5.5	1.3	4o)
gebundenes Teilchen										
n(^{16}N)	b)	1.25	o.65					λ=25		
p(^{16}O)	b)	1.25	o.65					λ=25	1.3	

a) Bezeichnungen wie in Ref.[32,38],

b) wird variiert, bis die experimentelle Bindungsenergie wiedergegeben wird.

Die einfache DWBA-Theorie ist nur zur Beschreibung von Reaktionsübergängen zu gebundenen Endzuständen geeignet. Zur Ermittlung der Übergangsstärken der (d,n)-Reaktion zu ungebundenen T=0 und T=1-Zuständen des ^{16}O nach Gleichung (19) wurden die entsprechenden DWBA-Wirkungsquerschnitte für das Maximum der Winkelverteilung $\sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta)$ nach einer einfachen Methode[6] extrapoliert. Diese Extrapolation ist in Abbildung 14 dargestellt.

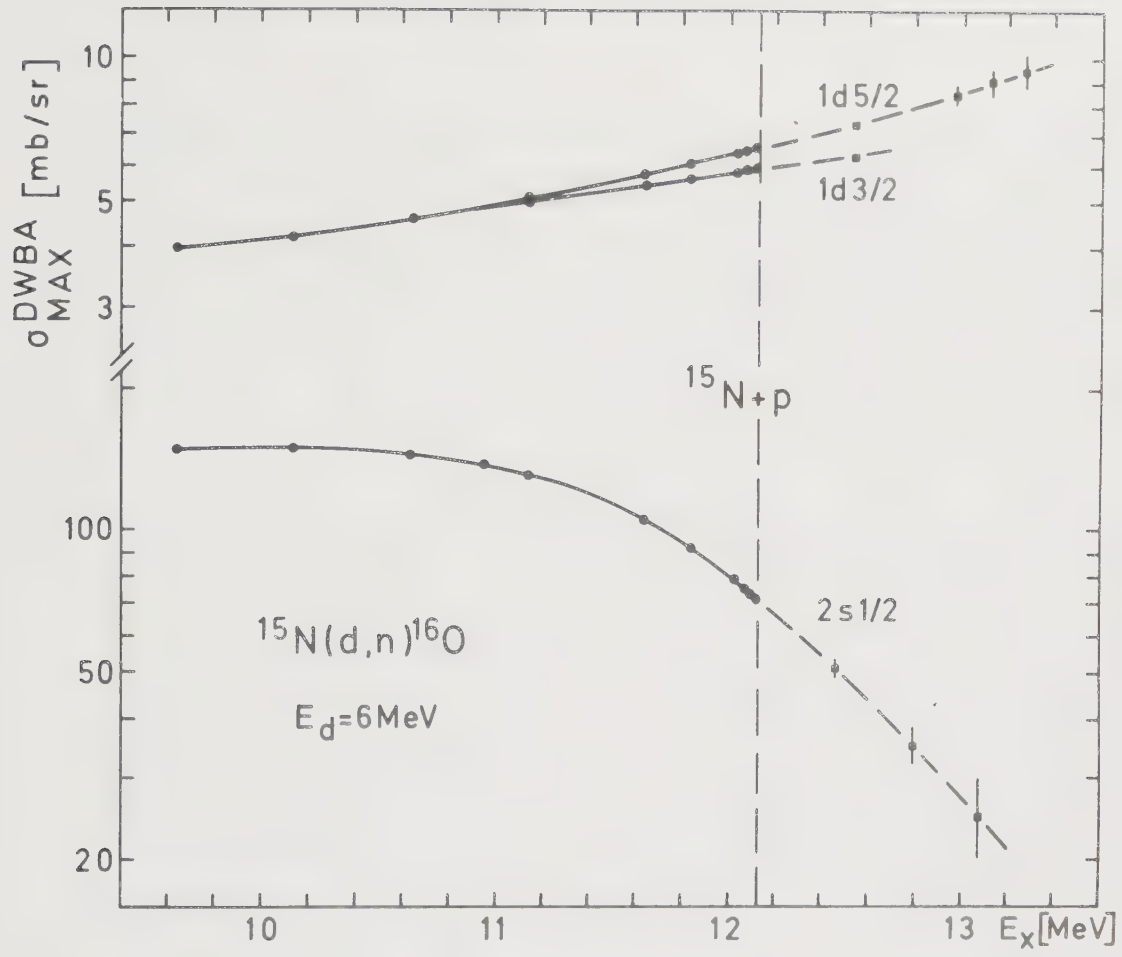


Abb.14: Extrapolation der DWBA-Wirkungsquerschnitte der 2s1/2, 1d3/2 und 1d5/2-Einteilchenübergänge der Reaktion ^{15}N(d,n) zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O. Die auf der ausgezogenen Kurve liegenden Punkte sind Ergebniss der Rechnungen für reale und angenommene gebundene Zustände des ^{16}O. Die Extrapolation ist rechts von der markierten Schwelle ^{15}N + p gestrichelt angedeutet. Die angegebenen Werte entsprechen der angenommenen maximal möglichen Variation des Verlaufs der ausgezogenen Kurve im ungebundenen Bereich. σ^{DWBA}_{lj} wurde jeweils im Maximum der Winkelverteilung genommen.

Während der Maximalwert der berechneten Verteilungen $\sigma_{lj}^{DWBA}(\Theta)$ im Bereich gebundener Zustände des ^{16}O entsprechend Abbildung 14 variierte, blieb ihre Form für Anregungsenergien im Energieintervall 1MeV unterhalb der Schwelle $^{15}N+p$ nahezu gleich. Diese Form der berechneten Winkelverteilungen wurde für den Bereich ungebundener Zustände übernommen (siehe Abb.12).

Im Verlauf der DWBA-Rechnungen wurde festgestellt, daß die Form der experimentellen Winkelverteilungen für die l=0-Übergänge der Reaktionen $^{15}N(d,p)$ und $^{15}N(d,n)$ und im Falle der (d,n)-Reaktion insbesondere für den l=1-Übergang zum Grundzustand des ^{16}O durch die Rechnungen nicht befriedigend wiedergegeben wurde. Die in einer früheren Arbeit[18] ausführlich beschriebene Drehimpulsfehlanpassung macht für diese Reaktionsübergänge eine Berücksichtigung der Beiträge des Kerninneren zur Reaktion notwendig. Entsprechende Korrekturen in Form von Radialfaktoren zur Beschreibung der endlichen Reichweite der Neutron-Protonwechselwirkung (FR-Korrektur) und der Nichtlokalität des optischen Potentials (LEA-Korrektur) sind im DWBA-Programm DWUCK[37] vorgesehen. Ihre Verwendung (LEA-Parameter $\beta_p=\beta_n=0.85$ fm, $\beta_d=0.54$ fm; FR-Parameter=0.878 fm) führte ausnahmslos zu einer besseren Übereinstimmung von Experiment und Theorie.

5.2 Compoundkern-Reaktionsanteile - Hauser-Feshbach Analyse

Der Compoundkern-Reaktionsanteil der untersuchten (d,p)- und (d,n)-Reaktion läßt sich nach der Hauser-Feshbach Theorie[41] in folgender Form angeben[42]:

$$\sigma_{CN}(\Theta) = M\,\sigma^{HF}(\Theta) = \frac{M}{4k_d^{\,2}(2s_d+1)(2J_A+1)} \sum_{c,c'} A_{c,c'}(\Theta)\,\frac{T_c T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}} \quad , \quad (23$$

c,c'	bezeichnen die Quantenzahlen des Eingangs- und Ausgangskanals der Reaktion,
c"	steht für die Quantenzahlen aller offenen Zerfallskanäle des Compoundkerns,
M	Absolutnormierungsfaktor,
k_d	Wellenzahl der Relativbewegung im Eingangskanal,
s_d	Projektilspin,
J_A	Targetspin,
$A_{c,c'}(\Theta)$	Geometriefaktor,
T	Transmissionskoeffizienten des optischen Modells.

Der Imaginärteil des optischen Potentials, mit dem die Transmissionskoeffizienten T berechnet werden, beschreibt pauschal das Verschwinden der jeweiligen Projektilart aus der elastischen Streuung im betrachteten Kanal. Bei Verwendung der Transmissionskoeffizienten in Formel (23) werden alle diese Prozesse der Compoundkernbildung zugeschrieben, einschließlich jener Prozesse, bei denen Projektile in direkten Reaktionskanälen verschwinden.

Man erhält daher zu große Transmissionskoeffizienten T_c , $T_{c''}$ und muß sie reduzieren. Der Reduktionsfaktor kann für jeden Ausgangskanal, also auch für jeden Endzustand der betrachteten (d,p)- bzw. (d,n)-Reaktion überdies auch für jede Partialwelle lj des betreffenden Kanals verschieden sein. Es ist eine nur durch konsistente Beschreibung der experimentellen Ergebnisse zu verifizierende Annahme, daß der Einfluß der direkten Kanäle durch einen für alle Kanäle gleichen Reduktionsfaktor M nach Formel (23) berücksichtigt werden kann. Da es sich aber um eine Korrektur an einem relativ kleinen Anteil des zu analysierenden Gesamtwirkungsquerschnitts handelt (σ^{HF} meist $\ll \sigma_D$), haben Abweichungen von der gemachten Annahme geringen Einfluß auf die ermittelten spektroskopischen Faktoren S_{lj}.

Die Größe M wurde durch Vergleich von σ^{HF} mit den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten der (d,n)-Übergänge zu den überwiegend kollektiven Zuständen bei 6.919 MeV und 9.847 MeV im ^{16}O ermittelt. Die Form ihrer energiegemittelten Winkelverteilungen läßt keine direkten Reaktionsanteile erkennen (siehe Abb.1o). Hauser-Feshbach Rechnungen geben die Form für den größten Teil des Winkelbereichs wieder. Die Abweichungen der Einzelmessungen vom Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitt bei kleinen Winkeln deuten auf dort noch ungenügende Mittelung über die Compoundkern-Resonanzen hin.

Ein Vergleich der gemessenen und berechneten Winkelverteilungen ergab innerhalb 1o % übereinstimmende Absolutnormierungsfaktoren M für die betrachteten Einschußenergien und Endzustände. Es wurde daher für die Beschreibung der gemessenen Winkelverteilungen der untersuchten Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$, $^{15}N(d,p)^{16}N$ und $^{15}N(d,n)^{16}O$ nur eine Normierungskonstante M verwendet.

Die Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte $\sigma^{HF}(\Theta)$ wurden mit den in Tabelle 2 angegebenen Potentialparametern des optischen Modells mit Hilfe des Programms LULU[43] berechnet. Aus programmtechnischen Gründen konnten nicht alle in Abbildung 15 zusammengefaßten offenen Zerfallskanäle des Compoundkerns ^{17}O der untersuchten Reaktionen bei den Rechnungen berücksichtigt werden. Die Zerfallskanäle $^{13}C + \alpha$ wurden vernachlässigt. Ihre Beiträge zur absoluten Größe der berechneten Wirkungsquerschnitte ist somit in der Absolutnormierungskonstante M erhalten.

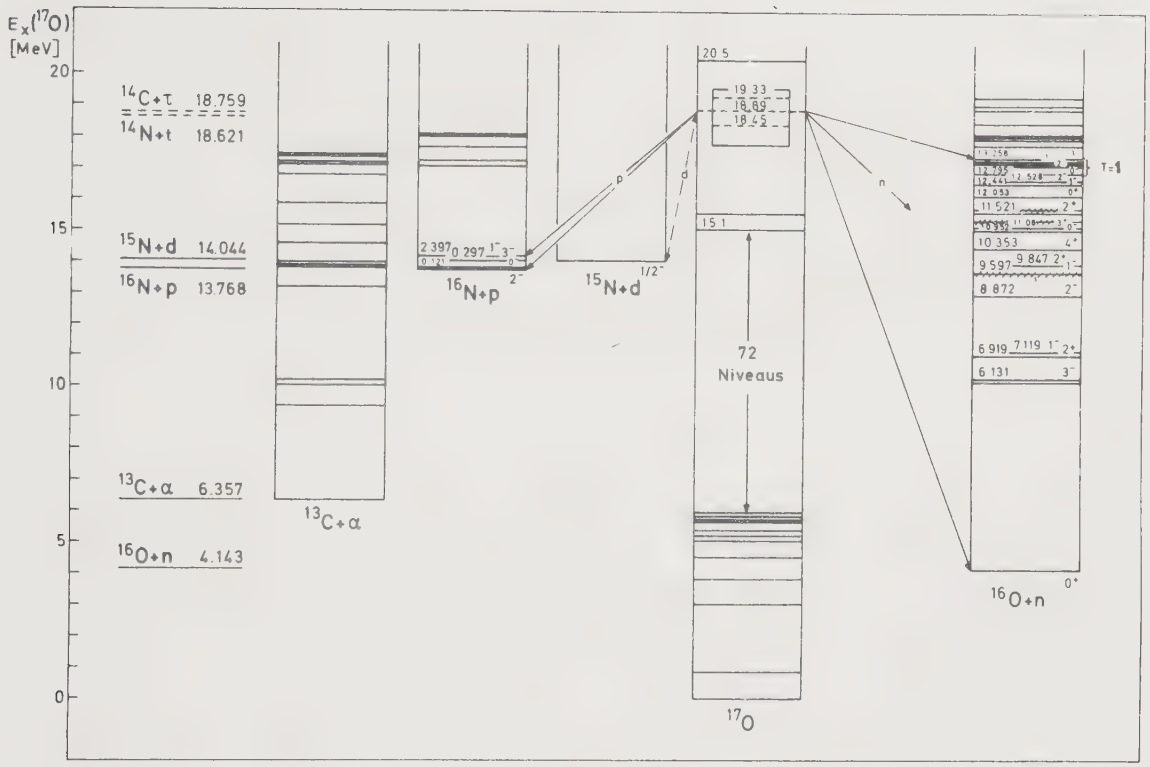


Abb.15: Niveau-Schema des mit den untersuchten deuteronen-induzierten Reaktionen am ^{15}N angeregten Compoundkerns ^{17}O und die für seinen Zerfall offenen Zerfallskanäle.
Den Deuteroneneinschußenergien von 5, 5.5 und 6 MeV entsprechen im ^{17}O gestrichelt die Anregungen bei 18.45 MeV, 18.89 MeV und 19.33 MeV. Das diese Energien umfassende Rechteck entspricht dem Anregungsbereich des ^{17}O bei Messung der Anregungsfunktion der Reaktionen $^{15}N(d,d)^{15}N$ und $^{15}N(d,p)^{15}N$ im Deuteronenenergiebereich 4.25 - 6.25 MeV.
Gemessene (d,d), (d,p) und (d,n)-Übergänge zu den Endkernen ^{15}N, ^{16}N und ^{16}O sind für E_d = 5.5 MeV durch Pfeile eingegrenzt. (Q-Werte der Reaktionen sind die Differenzen der entsprechenden eingezeichneten Schwellenenergien).

6 Spektroskopische Ergebnisse

Die Analyse der bei E_d = 5, 5.5 und 6 MeV gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ und der jeweils dazugehörigen energiegemittelten Verteilung ($\bar{E}_d$=5.5 MeV) ergab die in Tabelle 3 zusammengestellten absoluten spektroskopischen Faktoren.

Tabelle 3

Absolute spektroskopische Faktoren für Neutronentransfer auf ^{15}N aus Untersuchungen der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$. E_x: Anregungsenergie; J^π,T: Spin, Parität und Isospin des Endzustands im ^{16}N, $|nlj\rangle$: Schalenmodellkonfiguration. Diskussion der Absolutfehler von S im Text.

$E_x(^{16}N)$ MeV	J^π	T	$\|nlj\rangle$	$S(E_x)$			
				E_d=5 MeV	E_d=5.5 MeV	E_d=6 MeV	$\bar{E}_d$=5.5 MeV
0.000	2^-	1	1d5/2	0.61	0.48	0.54	0.55
0.121	0^-	1	2s1/2	0.49	0.44	0.52	0.46
0.297	3^-	1	1d5/2	0.78	0.39	0.59	0.54
0.397	1^-	1	2s1/2	0.52	0.44	0.58	0.52

Als Kernstrukturgrößen sollten diese Einteilchenstärken der d5/2- und s1/2-Einteilchenübergänge der Reaktion $^{15}N(d,p)$ zu den im ^{16}N gebundenen Endzuständen von der Deuteroneneinschußenergie unabhängig sein. Ihre offensichtliche Energieabhängigkeit kommt durch den Einfluß der unterschiedlichen Reaktionsmechanismen zustande, der sich im Verlauf der Anregungsfunktion der differentiellen Wirkungsquerschnitte wiederspiegelt (siehe Diskussion im Abschnitt 5 dieser Arbeit).

Die aus den energiegemittelten Winkelverteilungen für die mittlere Deuteronenenergie $\overline{E}_d$ = 5.5 MeV gewonnenen spektroskopischen Faktoren wurden zur theoretischen Beschreibung der gemessenen Anregungsfunktionen nach Gleichung (19) und (21) verwendet. Der mittlere Verlauf dieser Anregungsfunktionen wird bei denjenigen Winkeln, bei denen gemessene und berechnete Winkelverteilungen relativ gut übereinstimmen, befriedigend wiedergegeben(siehe Abb.8,9). Die "mittleren" spektroskopischen Faktoren $S(E_x)$ (für $\overline{E}_d$=5.5 MeV) der Tabelle 3 wurden daher als bestbestimmte Endergebnisse der Analyse der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ betrachtet. Bei einem geschätzten Fehler von etwa $\pm$ 3o %, der die Unsicherheiten von Experiment und Analyse berücksichtigt, werden diese Werte zur weiteren Diskussion verwendet.

Zur Untersuchung der Struktur des Kerns ^{16}N liegen bisher zwei weitere Messungen der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ vor: eine Absolutmessung[44] bei E_d=14.8 MeV und eine Relativmessung[45] bei 11.95 MeV Deuteroneneinschußenergie. Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeiten wurden jedoch nur mit der PWBA (Plane Wave Born Approximation)-Theorie analysiert und sind somit mit denen der vorliegenden Arbeit nicht vergleichbar. Eine Nachanalyse dieser Daten mit der DWBA-Theorie lieferte keine schlüssigen Resultate, weil in einem Falle die absolute Größe der Wirkungsquerschnitte unbekannt war, im anderen Falle keine elastische Deuteronstreuung zur Gewinnung der Potentialparameter vorlag.

Tabelle 4 faßt die spektroskopischen Ergebnisse aus den vorliegenden Untersuchungen der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ zusammen.

Tabelle 4

Absolute spektroskopische Faktoren für Protonen- und Neutronentransfer auf ^{15}N aus Untersuchungen der Reaktionen $^{15}N(d,n)^{16}O$ und $^{15}N(d,p)^{16}N$. E_x: Anregungsenergie; J^π,T: Spin, Parität und Isospin des Endzustands, $|nlj\rangle$: Schalenmodellkonfiguration. Diskussion der Absolutfehler von S im Text.

$E_x(^{16}O)$ MeV	$E_x(^{16}N)$ MeV	$J^\pi T$	$\|nlj\rangle$	$S(E_x)$				
				E_d= 5MeV	E_d= 5.5MeV (d,n)	E_d= 6MeV	$\bar{E}_d$= 5.5MeV (d,n)	$\bar{E}_d$= 5.5MeV (d,p)
0.000		0^+0	1p1/2	1.3	2.9	3.7	2.5	
6.131		3^-0	1d5/2	0.70	1.0	0.72	0.80	
7.119		1^-0	2s1/2	0.26	0.30	0.38	0.32	
8.872		2^-0	1d5/2	0.42	0.46	0.44	0.44	
10.952		0^-0	2s1/2	0.62	0.76	0.86	0.76	
11.080		3^+0	1f7/2	0.20	0.26	0.44	0.30	
12.441		1^-0	2s1/2			0.40 ± 0.15		
12.528		2^-0	1d3/2			0.72 ± 0.2		
			1d5/2			0.62 ± 0.25		
12.795	0.121	0^-1	2s1/2			0.44 ± 0.2		0.46
12.967	0.000	2^-1	1d5/2			0.40 ± 0.15		0.55
13.093	0.397	1^-1	2s1/2			0.58 ± 0.25		0.52
13.129		3^-0	1d5/2			0.32 ± 0.15		
13.258	0.297	3^-1	1d5/2			0.46 ± 0.2		0.54

Wie bei der (d,p)-Reaktion spiegelt sich der Verlauf der gemessenen Anregungsfunktionen bei den (d,n)-Übergängen zu den gebundenen Zuständen des ^{16}O in der Variation ihrer spektroskopischen Faktoren mit der Deuteroneneinschußenergie wieder. Die entsprechenden "mittleren" Einteilchenstärken $S(E_x)$ zur mittleren Deuteronenenergie $\bar{E}_d$=5.5 MeV werden, bei gleicher Argumentation wie im Falle der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$, als sicherste Werte betrachtet. Ihre die Fehler von Experiment und Analyse umfassende Genauigkeit wird auf etwa $\pm$ 3o % geschätzt, mit Ausnahme des relativ unsicheren spektroskopischen Faktors des Grundzustandsübergangs von ^{16}O.

Für die Übergänge der Reaktion $^{15}N(d,n)$ zu den ungebundenen T=0 und T=1-Zuständen des ^{16}O liegen keine gemessenen Anregungsfunktionen vor. Der relative Anteil des berechneten Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitts am gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser (d,n)-Übergänge entspricht jedoch etwa dem der untersuchten (d,p)-Übergänge (vgl. Abb. 8,9 und 12); ihre Anregungsfunktionen sollten daher Variationen gleicher Größe zeigen.

Die Fehler der in Tabelle 4 für E_d = 6 MeV angegebenen spektroskopischen Faktoren der ungebundenen Zustände des ^{16}O enthalten neben den Fehlern des Experiments und der kombinierten DWBA- und Hauser-Feshbach-Analyse auch die Unsicherheiten der Extrapolation (siehe Abb.14) der DWBA-Wirkungsquerschnitte.

Nach dem in der Einleitung beschriebenen Konzept der Verwandtschaft von Urbild- und Analogzustand sind die ebenfalls in Tabelle 4 angegebenen Einteilchenstärken der (d,p)-Übergänge zu den Urbildern im ^{16}N direkt mit denen der ^{16}O-Zustände zu vergleichen. Sie stimmen innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen überraschend gut überein. Diese Übereinstimmung rechtfertigt die Anwendung der einfachen Extrapolationsmethode zur Bestimmung der DWBA-Wirkungsquerschnitte der untersuchten (d,n)-Übergänge zu den ungebundenen Zuständen im ^{16}O.

In Tabelle 5 sind experimentell und theoretisch bestimmte absolute spektroskopische Faktoren für Einnukleontransfer an ^{15}N zu gebundenen Zuständen des ^{16}N und gebundenen wie ungebundenen Zuständen des ^{16}O zusammengestellt.

Tabelle 5

Absolute spektroskopische Faktoren für Einteilchentransfer auf ^{15}N zu Zuständen in ^{16}O und ^{16}N.
E_x: Anregungsenergien; J^π,T: Spin, Parität und Isospin der Endzustände, |nlj⟩: Schalenmodellkonfiguration.

$E_x(^{16}O)$ [MeV]	$E_x(^{16}N)$ [MeV]	J^π	T	|nlj⟩	S (Experiment) diese Arbeit 5-6 MeV (d,p)	5-6 MeV (d,n)	2.3-5.8 MeV (d,n)[a]	11 MeV (τ,d)[c]	11 MeV (τ,d)[e]	16+24.9 MeV (τ,d)[f]	(p,p)[h]	S (Theorie) ZBM[i]	ORR[j]	GVM[k]	Kelson[l]
0.000		0^+	0	1p1/2		2.5		2.7		3.5		2.83	4.0	4.0	3.92
6.131		3^-	0	1d5/2		0.80	0.80	0.80		0.63		1.03	0.76	0.87	0.94
7.119		1^-	0	2s1/2		0.32	0.37	0.40		0.54		0.91	0.61	0.48	0.92
8.872		2^-	0	1d5/2		0.44	0.49	0.72		0.55		0.91	0.76	0.94	1.0
10.952		0^-	0	2s1/2		0.76	0.54	1.0		1.20		0.94	0.98	1.0	1.0
11.080		3^+	0	1f7/2		0.30	0.33	0.18							
12.441		1^-	0	2s1/2		0.40	(0.18)	0.50	0.80	0.25	0.64	0.07	0.06	0.15	
12.528		2^-	0	1d3/2		0.72	(0.58)	0.90	1.24	1.45	0.90		0.62	0.79	0.90
				1d5/2		0.62						0.03			
12.795	0.121	0^-	1	2s1/2	0.46	0.44	(0.45)	0.80	1.16		0.76	0.94	1.0	1.0	1.0
12.967	0.000	2^-	1	1d5/2	0.55	0.40	(0.70)	0.70	1.08	0.85	0.76	0.92	0.96	0.96	1.0
13.093	0.397	1^-	1	2s1/2	0.52	0.58	(0.70)[b]	≤0.80[d]	(0.50)	[g]	0.70	0.95	0.96	0.98	1.0
13.129		3^-	0	1d5/2		0.32		0.24[d]		0.96		0.01	0.21	0.11	
13.258	0.297	3^-	1	1d5/2	0.54	0.46	(0.67)	0.60	0.90	0.96	0.70	0.89	0.96	1.0	1.0

a) Ref.[31] N=1.5; S-Werte in Klammern aus DWBA-Analyse mit E_B=-0.05 MeV und korrekter E_n,
b) 13.093 MeV-13.129 MeV Dublett als eine Gaussverteilung ausgewertet,
c) Ref.[46],
d) 13.093 MeV-13.129 MeV Dublett als eine Linie (experimentelle Form)ausgewertet. Zerlegung der experimentellen Summenwinkelverteilung mit Hilfe benachbarter reiner l=0 bzw. l=2-Winkelverteilungen,
e) Ref.[47] Analyse der experimentellen Daten aus Ref.[46] nach der Methode "pseudo-gebundener" Zustände,
f) Ref.[3],
g) 13.093 MeV-13.129 MeV Dublett als eine Linie ausgewertet,
h) In Ref.[47] berechnet.

i) Ref.[4],
j) Ref.[2,3],
k) Ref.[1],
l) Ref.[48].

Im Teil S(Experiment) der Tabelle 5 sind zum Vergleich mit dieser Arbeit die Ergebnisse bereits vorliegender Untersuchungen von Protonentransferreaktionen und resonanter Protonstreuung am ^{15}N aufgeführt. Bei auffallend unterschiedlichen S-Werten für einen bestimmten Zustand E_x sind die vom Experiment und seiner Analyse her sichersten Werte unterstrichen. Eine derartige Bewertung war im Falle der spektroskopischen Faktoren aus Einprotontransfer zu ungebundenen Zuständen des ^{16}O ($E_x \geq 12.441$ MeV) schwierig. Die Winkelverteilungen der bei 4.85 MeV und 5.85 MeV Deuteroneneinschußenergie von Murphy u.a.[31] untersuchten (d,n)-Übergänge zu diesen Zuständen wurden innerhalb der DWBA-Analyse mit einer konstanten Bindungsenergie E_B=-o.o5 MeV für das eigentlich in einen Resonanz-Zustand transferierte Proton analysiert. Eine entsprechende Analyse mit E_B=-1.o MeV wurde von Fulbright u.a.[3] für die bei E_τ=16 MeV und E_τ= 24.9 MeV gemessenen Winkelverteilungen der (τ,d)-Übergänge zu den ungebundenen Zuständen des ^{16}O ausgeführt. Die Autoren geben die ermittelten spektroskopischen Faktoren auf einen Faktor 2 genau an.

Aufgrund ihrer Analyse echt vergleichbar sind nur die Ergebnisse dieser Arbeit und der von Bohne und Mitarbeitern[46] bei E_τ= 11 MeV gemessenen Reaktion $^{15}N(\tau,d)^{16}O$. In Abbildung 16 sind die Resultate des in beiden Arbeiten verwendeten Extrapolationsverfahrens zur Bestimmung der DWBA-Wirkungsquerschnitte gegenübergestellt.

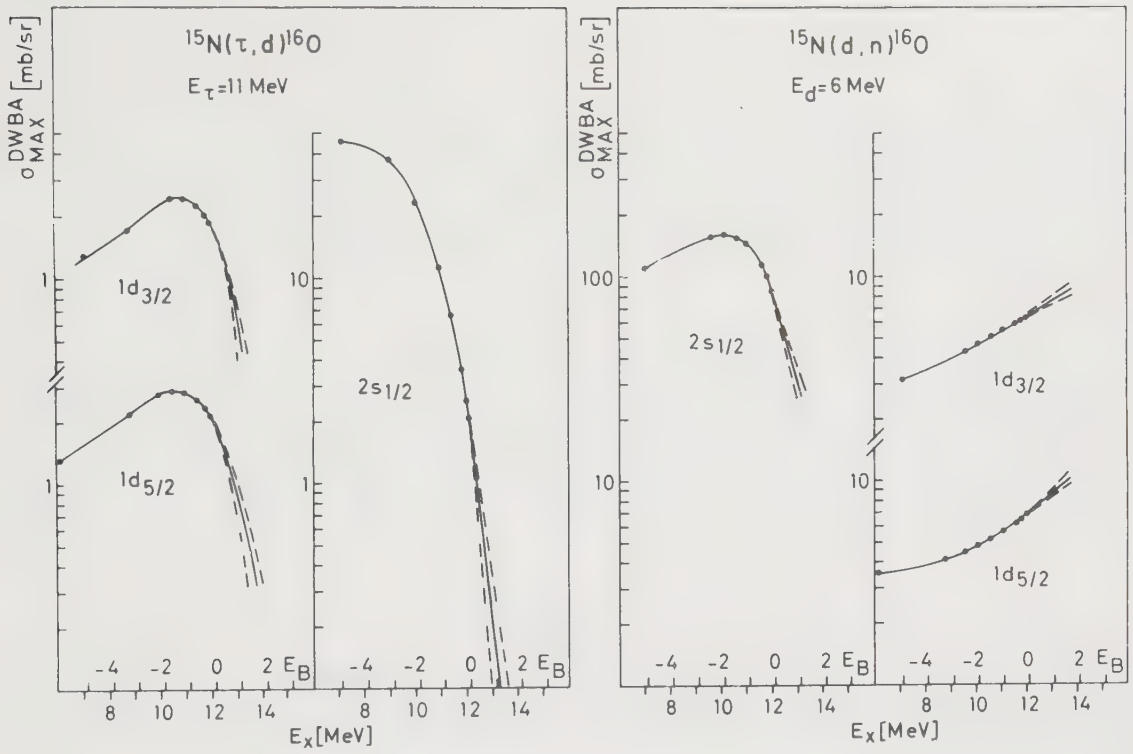


Abb.16: Vergleich des Extrapolationsverfahrens zur Bestimmung der DWBA-Wirkungsquerschnitte für Einprotonanregung ungebundener Zustände des ^{16}O im Falle der Reaktionen $^{15}N(\tau,d)^{16}O$ (E_τ= 11 MeV)[46] und $^{15}N(d,n)^{16}O$ (E_d= 6 MeV, diese Arbeit).

Die DWBA-Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ zeigen für alle untersuchten Einteilchenübergänge einen für die Extrapolation günstigeren Verlauf mit der Anregungsenergie E_x der Zustände im ^{16}O. Die schon erwähnte Übereinstimmung der spektroskopischen Faktoren der T=1-Analogzustände und ihrer Urbildzustände im ^{16}N spricht weiterhin für eine größere Zuverlässigkeit der Ergebnisse dieser Arbeit im Bereich ungebundener ^{16}O-Zustände gegenüber jenen aus resonanter Protonstreuung[47] am ^{15}N und aus der Analyse der Meßdaten von Bohne u.a. nach der Methode "pseudo-gebundener" Zustände[47].

7 Diskussion

Den experimentell ermittelten absoluten spektroskopischen Faktoren wurden in Tabelle 5 theoretische Einteilchenstärken gegenübergestellt. Es wurden nur Kernstrukturrechnungen für A=16-Kerne berücksichtigt, die spektroskopische Faktoren für T=0 und T=1-Zustände ergeben.
Tabelle 6 enthält die wichtigsten Charakteristika dieser Rechnungen, nämlich den Typ des Rechenverfahrens, die verwandte Basis und die zur Berechnung der spektroskopischen Faktoren nach Gleichung (22) angenommene Konfiguration des Targetgrundzustands $|\psi^{g.s.}_{^{15}N}\rangle$.

Tabelle 6

Zusammenstellung der wichtigsten Charakteristika der in Tabelle 5 zitierten Kernstrukturrechnungen. SM:Schalenmodell, HF:Hartree-Fock.

Abkürzung Tab.5	ZBM[4]	ORR[2,3]	GVM[1]	Kelson[48]
Typ	SM	SM	SM	HF
Basis relativ zum ^{16}O-Rumpf	$(1p1/2)^{-n}$ $(1d5/2,2s1/2)^{n}$ bis n=4	$(1p1/2,1p3/2)^{-1}$ $(1d5/2,2s1/2,1d3/2)^{1}$ $(1s)^4(1p)^{12}$ $(1s)^3(1p)^{12}a$, a=2s oder 1d $(1s)^4(1p)^{11}b$, b=2p oder 1f $(1s)^4(1p)^{10}a_1a_2$, a_i=2s oder 1d		$(1p1/2)^{-1}$ $(1d5/2,2s1/2,1d3/2)^{1}$
$\|\psi^{g.s.}_{^{15}N}\rangle$	$0.83\,\|p1/2^{-1}\rangle + 0.51\,\|d5/2^2p1/2\rangle$	$\|p1/2^{-1}\rangle$	$\|p1/2^{-1}\rangle$	$\|p1/2^{-1}\rangle$

Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Rechnungstypen bezüglich einzelner Zustände des ^{16}O ist in der Arbeit von Bohne[49] zu finden.

Im Teil S(Theorie) der Tabelle 5 sind bei offensichtlichen Abweichungen der angegebenen spektroskopischen Faktoren diejenigen unterstrichen, die mit den bestbestimmten experimentellen Werten relativ gut übereinstimmen. Betrachtet man zunächst die Gruppe der zu den T=0-Zuständen gehörenden spektroskopischen Faktoren, so stellt man folgendes fest:
Die Rechnung von Wong, Fulbright u.a.[2,3] mit dem Oak Ridge-Rochester Schalenmodell-Code (ORR)[50] sowie die Schalenmodellrechnung von Gillet und Vinh-Mau (GVM)[1], die beide für die betrachteten Zustände - bis auf den Grundzustand - mit einer Einteilchen-Einloch-Basis ausgeführt wurden (Tabelle 6), ergeben ähnliche theoretische spektroskopische Faktoren. Diese Werte stimmen auch am besten mit dem Experiment überein, abgesehen vom experimentell unsicheren Wert für den Grundzustand des ^{16}O. Trotz größerer Basis zeigen die Ergebnisse der Rechnungen von Zuker, Buck und McGrory (ZBM)[4] relativ schlechtere Übereinstimmung mit dem Experiment, weil die $(p^{-1}d3/2)$-Konfiguration nicht in die diagonalisierte Basis aufgenommen wurde.

Offenbar erhält man mit Einteilchen-Einloch-Rechnungen unter Einschluß der d3/2-Konfigurationen eine bessere theoretische Beschreibung tiefliegender T=0-Zustände negativer Parität im ^{16}O als bei Berücksichtigung von Vielteilchen-Vielloch-Anregungen (ZBM: bis Vierteilchen-Vierloch) aber Ausschluß der d3/2-Konfigurationen.

In der Gruppe der T=1-Zustände finden wir das erstaunlichste Ergebnis dieser Arbeit, das zugleich eine Herausforderung an unsere Vorstellungen von der Struktur der Kerne um A=16 darstellt:
Die theoretischen spektroskopischen Faktoren stimmen innerhalb 1o % überein und liegen nahe am Wert Eins des reinen Schalenmodells bzw. stimmen mit ihm überein. Dagegen schöpfen die experimentellen Einteilchenstärken der 1d5/2- und 2s1/2-Einteilchenübergänge zu den T=1-Zuständen den Schalenmodellwert Eins nur zu 5o - 6o % aus. Diese Feststellung gründet sich hauptsächlich auf die Werte aus $^{15}N(d,p)^{16}N$, die von Experiment und Analyse her einen höheren Grad an Sicherheit haben als die (d,n)-Werte.

Die Frage nach dem Rest der 2s1/2- und 2d5/2-Stärke läßt bei Voraussetzung richtiger experimenteller Resultate aus der Reaktion $^{15}N(d,p)^{16}N$ nur eine Antwort zu:
Ein wesentlicher Teil der d5/2- und s1/2-Stärke ist höher im ^{16}N, d.h. im Kontinuum, verteilt.
In der Tat ergaben Untersuchungen des Kontinuums von ^{16}N mit Hilfe der Reaktionen (d,p)[51] oder (n,n)[52] am ^{15}N Anzeichen dafür. Es wurden $J^{\pi}=3^{-}$-Zustände beobachtet, die nur durch d5/2- nicht d3/2-Einteilchenanregungen gebildet werden können.

Eine Abschätzung des zugehörigen spektroskopischen Faktors ergab einen Wert von o.2 bis o.4; hierin könnte somit der Fehlbetrag der 3^{-}(d5/2)-Stärke enthalten sein. Für gleichfalls beobachtete $J^{\pi}=2^{-}$-Zustände lassen sich über die darin enthaltene d5/2-Stärke keine Aussagen machen, da sie auch durch d3/2-Teilchen bevölkert werden können. Von den gesuchten 4o % der s1/2-Stärke wurden in den erwähnten Experimenten etwa 5 - 1o % identifiziert, wobei dies jedoch nur als untere Grenze anzusehen ist.

Auf theoretischer Seite sind die Rechnungen von Dover u.a.[53] zur Beschreibung der Ergebnisse aus Untersuchungen[52] der Reaktion $^{15}N(n,n)$ zu erwähnen. Bei gleicher Einteilchen-Einloch-Basis wie in den ORR- und GVM-Rechnungen verwante Dover im Bereich ungebundener Zustände des ^{16}N Kontinuums-Einteilchen-Wellenfunktionen, anstatt die Bindung der Einteilchen-Wellenfunktionen (wie im Falle ORR und GVM) durch ein unendlich hohes Oszillatorpotential zu erzwingen. Nach Lösen der Gleichungen für gekoppelte Kanäle ergaben diese Rechnungen ebenfalls eine $J^{\pi}=3^-$-Resonanz, die nur durch d5/2-Teilchen bevölkert werden kann. Die geschätzte Stärke dieser Resonanz beträgt 2o - 4o % der Einteilchenstärke.
Für ins Kontinuum des ^{16}N eingebettete 0^-, 1^- und 2^--Zustände erhält man aus der Arbeit von Dover keine Aussagen. Das Ergebnis für die 3^--Resonanz zeigt aber, daß Einteilchen-Einloch-Rechnungen bei korrekter Berücksichtigung der ungebundenen Einteilchen-Zustände eine stärkere Aufspaltung der Teilchen-Loch-Zustände ergeben können.

8 Literaturverzeichnis

1) V. Gillet und N. Vinh-Mau,
Nucl. Phys. 54 (1964) 321

2) S. S. M. Wong, Phys.Lett. 2o (1966) 188 und
Ph. D. Thesis, University of Rochester (1965),
unveröffentlicht

3) H. W. Fulbright, J. A. Robbins, M. Blann,
D. G. Fleming und H. S. Plendl,
Phys. Rev. 184 (1969) 1o68

4) A. P. Zuker, B. Buck und J.B. McGrory,
Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 39

5) R. Huby, Nucl. Phys. A 167 (1971) 271
T. Berggren, Nucl. Phys. A 169 (1971) 353
R. Lipperheide, Phys. Lett. 32 B (197o) 555
V. E. Bunakov, Nucl. Phys. A 14o (197o) 241
H. T. Fortune und C.M. Vincent, Phys. Rev. 185
(1969) 14o1
J. Bang und J. Zimányi, Nucl. Phys. A 139 (1969) 534
sowie Zitate in den aufgeführten Arbeiten

6) H.Fuchs, K. Grabisch und G. Röschert,
Nucl. Phys. A 129 (1969) 545

7) F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 166 (1971) No.1

8) J. M. Morris, G. W. Kerr und T. R. Ophel,
Nucl. Phys. A 112 (1968) 97

9) D. F. Hebbard, Nucl. Phys. 15 (196o) 289

1o) D. H. Wilkinson, Phil. Mag. 1 (1956) 379

11) T. Ericson, Conf. on Direct Interactions and
Nuclear Reaction Mechanisms, Padua (1962) 343,
Ed: E. Clementel und C. Villi

12) H. Cords, G. U. Din und B.A. Robson,
Nucl. Phys. A 127 (1969) 95

13) H. Cords, G. U. Din und B. A. Robson,
Nucl. Phys. A 134 (1969) 561

14) H.Homeyer, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Inst.
Berlin (1967)

15) W. Bohne, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Inst.
Berlin (1968)

16) H.Lettau, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Inst.
Berlin (197o)

17) R. Michaelsen, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Inst.
Berlin (1967)

18) K. Grabisch, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Inst.
Berlin (1967)

19) M.Hagen, U. Janetzki und K. H. Maier,
Nucl. Phys. A 157 (197o) 177

2o) T. Lauritsen und F. Ajzenberg-Selove,
Nucl. Phys. 78 (1966) 1

21) J. M. Adams, E. Barnard, A. T. G. Ferguson,
W. R. McMurray und I. J. van Heerden,
Nucl. Instr. Meth. 34 (1965) 21

22) B. Schreiber, Diplomarbeit, Hahn-Meitner-Inst.
Berlin (1969)

23) J. B. Marion und F. C. Young,
Nuclear Reactions Analysis, North-Holland
Publ. Comp, Amsterdam (1968) 154

24) R. E. Textor und V. V. Verbinski,
Oak Ridge National Laboratory Report,
O R N L - 416o (1968)

25) H. Kluge, Laborbericht, Sektor Kernphysik des
Hahn-Meitner-Instituts Berlin (1972)

26) C. D. Schwarz und G. E. Oven,
in "Fast Neutron Physics" part 1, Interscience Publ. New York (196o) 211

27) J. B. Marion und F. C. Young,
Nuclear Reaction Analysis, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968) 211

28) H. Fuchs, H. Homeyer, Th. Lorenz und H. Oeschler,
Phys. Lett. 37 B (197o) 285

29) I. V. Mitchell und T. R. Ophel,
Nucl. Phys. 58 (1964) 529

3o) J. L. Weil und K.W. Jones,
Phys. Rev. 112 (1958) 1975

31) B. D. Murphy, R. M. Strang und R. C. Ritter,
Nucl. Phys. A 168 (1971) 328

32) R. H. Bassel, R. M. Drisko und G. R. Satchler,
Oak Ridge National Laboratory Report,
O R N L 324o (1962), unveröffentlicht

33) D. Hilscher, B. Hollmann und G. Röschert,
Jahresbericht, Hahn-Meitner-Inst. Berlin (1969) P 97

34) G. R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1

35) M. H. MacFarlane und J. B. French,
Rev. Mod. Phys. 32 (196o) 567

36) R. Santo, DWBA-Analyse direkter Kernreaktionen,
Winterschule der D P G, Schleching (197o)

37) P. D. Kunz, DWBA-Code: D W U C K , University of Colorado (1967), unveröffentlicht.
Änderungen: Nucl. Research Centre, University of Alberta (1967) und G. Röschert, Hahn-Meitner-Inst. Berlin (197o)

38) R. H. Bassel, R. M. Drisko und G. R. Satchler, Oak Ridge National Laboratory Report, "The Code J U L I E " (1966)

39) L. Rosen, J. G. Beery, A. S. Goldhaber und E. H. Auerbach, Ann. Phys. 34 (1965) 96

4o) F. P Agee und L. Rosen, Los Alamos Sci. Lab. Report LA-3538-MS (1966) Vol. 1

41) W. Hauser und H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366

42) E. Vogt, Adv. in Nucl. Phys. Vol 1, Ed: M. Baranger und E. Vogt (1968) 261

43) P. Pietrzyk, Laborbericht 13, Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts Berlin (197o)

44) E. K. Warburton und J. N. McGruer, Phys. Rev. 1o5 (1957) 639

45) P. V. Hewka, C. H. Holbrow und R. Middleton, Nucl. Phys. 88 (1966) 561

46) W. Bohne, H. Homeyer, H. Lettau, H. Morgenstern, J. Scheer und F. Sichelschmidt, Nucl. Phys. A 16o (1971) 257

47) B. J. Cole, R. Huby und J. R. Mines, Phys. Lett. 33 B (197o) 32o

48) I. Kelson, Phys. Lett. 16 (1965) 143

49) W. Bohne, Doktorarbeit, Hahn-Meitner-Inst. Berlin (1970)

5o) J. B. French, E. C. Halbert, J. B. McGrory und S. S. M. Wong, Adv. in Nucl. Phys. Vol. 3, Ed: M. Baranger und E. Vogt (1969) 193

51) H. Fuchs, private Mitteilung

52) B. Zeitnitz u.a., Nucl. Phys. A 166 (1971) 443

53) G. B. Dover u.a., Nucl. Phys. A 166 (1971) 461

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin ausgeführt. Für die überaus angenehmen Arbeitsbedingungen in diesem Sektor danke ich dem Leiter Prof. Dr. K. H. Lindenberger und allen Mitarbeitern.
Insbesondere gilt mein Dank dem Betreuer meiner Doktorarbeit Dr. H. Fuchs für anregende Diskussionen und Hinweise sowie meinen Kollegen J. Bommer, H. Kluge und Dr. G. Röschert für die gute Zusammenarbeit bei den gemeinsam durchgeführten Flugzeitexperimenten.

Herrn Dr. W. Bohne danke ich ganz besonders für seine tatkräftige Mithilfe bei den Messungen mit Halbleiterdetektoren. Bei diesen Experimenten halfen auch H. Lettau, Dr. H. Morgenstern und Priv.-Doz. Dr. J. Scheer.

Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger in ausgezeichneter Weise den experimentellen Anforderungen genügte. Herr C. Franke stellte unter Mitarbeit von Herrn G. Hagedorn die Folientargets her. Fräulein I. Lang fertigte die graphischen Darstellungen an. Meine Frau schrieb die Reinschrift dieser Arbeit.

Ihnen allen sei herzlich gedankt.

Lebenslauf

Am 13. November 1940 wurde ich als Sohn des Gerichtsreferendars Erich Grabisch (gefallen im August 1942) und seiner Ehefrau Anna, geb. Haschke, in Prag geboren.

In Potsdam besuchte ich von 1947 bis 1955 die Grundschule und anschließend bis 1958 die Humboldt-Oberschule. Mein Abitur legte ich 1960 an der Rückert-Oberschule Berlin ab. Anschließend begann ich im Sommersemester 1960 mit dem Physikstudium an der Freien Universität Berlin. Im Juli 1963 habe ich die Diplomvorprüfung an dieser Universität abgelegt und in den folgenden beiden Semestern in Freiburg im Breisgau studiert.

Vom Frühjahr 1965 bis zum Diplomexamen im November 1967 habe ich im Hahn-Meitner-Institut Berlin unter der Leitung von Professor Lindenberger an meiner Diplomarbeit und danach an meiner Dissertation gearbeitet.

Im April 1966 habe ich geheiratet, seit Dezember 1968 bin ich Vater einer Tochter.